ORSAY
n° d'ordre:

THESE

PRESENTEE A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PAR

Abdelhak EL HIMDY

LABORATOIRE AIME COTTON
C.N.R.S.

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

SPECIALITE:
Physique Atomique et Moléculaire

SPECTROSCOPIE OPTOGALVANIQUE à DEUX ETAGES de l'ATOME NEUTRE de BARYUM et INTERPRETATION THEORIQUE des NIVEAUX PAIRS SITUES ENTRE 5,2 et 7 eV.

SOUTENUE LE 21 Juin 1982 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

J. BAUCHE, Président

M. AYMAR,
P. CAMUS,
S. HAROCHE,
S. LIBERMAN, } Examinateurs

ORSAY
n° d'ordre:

THESE

PRESENTEE A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PAR

Abdelhak EL HIMDY

LABORATOIRE AIME COTTON
C. N. R. S.

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

SPECIALITE:
Physique Atomique et Moléculaire

SPECTROSCOPIE OPTOGALVANIQUE à DEUX ETAGES
de l'ATOME NEUTRE de BARYUM et
INTERPRETATION THEORIQUE des NIVEAUX PAIRS
SITUES ENTRE 5,2 et 7 eV.

SOUTENUE LE 21 Juin 1982 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

J. BAUCHE, Président

M. AYMAR,
P. CAMUS,
S. HAROCHE,
S. LIBERMAN, } Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

Chapitre I : METHODE EXPERIMENTALE :

SPECTROSCOPIE OPTOGALVANIQUE 5

I-A PRINCIPE DE L'EFFET OPTOGALVANIQUE 6

I-B DESCRIPTION DU MONTAGE UTILISE 8

B-1 Décharge continue dans une vapeur "heat-pipe" 8

B-2 Excitation laser à deux étages 9

B-3 Détection des niveaux excités par effet opto-galvanique et traitement du signal 10

B-4 Mesure des nombres d'ondes des résonances observées 11

I-C RESULTATS EXPERIMENTAUX 13

C-1 Au-dessous de la limite $6s[^2S_{1/2}]$ 13

1a) Choix des niveaux intermédiaires 14

1b) Tableau de valeurs, interprétation des résultats 14

C-2 Entre la limite $6s[^2S_{1/2}]$ et $5d[^2D_{5/2}]$ 15

2a) Domaines étudiés 16

2b) Résultats 17

C-3 Au-dessus de la limite $5d[^2D_{5/2}]$ 18

3a) Domaines étudiés 19

3b) Résultats 21

I-D CONCLUSION 22

Chapitre II : INTERPRETATIONS THEORIQUES DES RESULTATS 23

II-A INTRODUCTION 24

II-B RAPPELS THEORIQUES SUR LA M.Q.D.T. 27

B-1 Théorie du défaut quantique à une voie 27

B-2 Théorie de défaut quantique à plusieurs voies .. 29

2a) Définition et formules de base 29

2b) Etude graphique des séries de Rydberg perturbées : graphe de Lu-Fano 33

2c) Réalisation pratique de l'ajustement entre les énergies théoriques et expérimentales .. 34

II-C ETUDE DES ENERGIES ENTRE LES LIMITES $6s[^2S_{1/2}]$ et $5d[^2D_{3/2}]$ 36

C-1 Etude des énergies du spectre pair 5dnd J=0 du baryum 36

1a) Domaine d'études 36

1b) Analyse M.Q.D.T. du spectre J=0 sans interaction $5dnd-6p^2$ 36

1c) Analyse M.Q.D.T. du spectre J=0 avec interaction $5dnd - 6p^2$ 37

1d) Fonctions d'ondes. Interprétation des

perturbations 39

C-2 Etude des profils du spectre J=0 40

2a) Position du problème 40

2b) Modèle M.Q.D.T. 41

C-3 Etude du spectre pair 5dnd J=4 du baryum 45

3a) Domaine d'étude 45

3b) Analyse M.Q.D.T. du spectre J=4 45

3c) Fonctions d'ondes. Interprétation des perturbations 47

C-4 Etude des spectres pairs J = 1, 2 et 3 du baryum 48

4a) Domaine d'étude 48

4b) Analyse M.Q.D.T. des spectres J = 1, 2 et 3 48

C-5 Comparaison des défauts quantiques μ_α^0 obtenus pour les six spectres J = 0, 1, 2, 3, 4 et 5 du baryum 52

II-D ANALYSE DES ENERGIES DES SERIES CONVERGEANT VERS LA LIMITE $5d[^2D_{5/2}]$ 54

D-1 Etude du spectre pair 5dnd J=5 du baryum 54

1a) Domaine d'étude 54

1b) Analyse Q.D.T. du spectre J=5 54

D-2 Etude des énergies entre les limites $5d[^2D_{3/2}]$ et $5d[^2D_{5/2}]$ 54

II-E ETUDE PARAMETRIQUE DE LA CONFIGURATION 6p7p et 6p8p 55

E-1 Généralités 55

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543522_0028

E-2 Paramètres de la configuration 6p7p 57

E-3 Paramètres de la configuration 6p8p 58

CONCLUSION 59

BIBLIOGRAPHIE 61

TABLEAUX 64

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Laboratoire Aimé Cotton. Je remercie Messieurs les Professeurs P. JACQUINOT, S. FENEUILLE et S. LIBERMAN de m'y avoir accueilli.

Je tiens à remercier Monsieur CAMUS qui m'a dirigé et conseillé tout au long de ce travail. J'ai été sensible à l'attention que m'a portée Madame AYMAR, elle m'a initié à une théorie toute nouvelle pour moi.

Je remercie Monsieur WYART qui s'est prêté à de fructueuses discussions avec beaucoup de gentillesse.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans la diligence et la célérité des techniciens du laboratoire. Je voudrais exprimer à tous et particulièrement à Madame GARCES, Messieurs BARONNET, RICHARD et JEVAUD ma profonde gratitude et mes remerciements.

Je voudrais enfin exprimer ma reconnaissance à Madame FONTAINE qui, avec beaucoup de gentillesse et d'efficacité, s'est chargée de la réalisation de ce mémoire.

INTRODUCTION

Le baryum présente un potentiel de première ionisation qui est le plus bas (5,2 eV) des éléments du tableau périodique exception faite de celui des atomes alcalins. Il possède en outre deux électrons optiques rendant très attractives toutes les expériences d'excitation sélective à l'aide de lasers accordables pour mettre en évidence les propriétés des niveaux très excités ou niveaux de Rydberg perturbés par les niveaux profonds des électrons de valence. Tout un programme d'étude des propriétés atomiques du baryum a été entrepris au Laboratoire Aimé Cotton dès 1976. Malheureusement, à la température d'environ 900°C, requise pour produire une vapeur atomique suffisamment dense pour des études en spectroscopie d'absorption, le mode d'excitation optique ne peut se faire qu'à partir du niveau fondamental $6s^2\ ^1S_0$, seul peuplé à l'équilibre thermique de Boltzmann. Une première expérience, réalisée en 1977 par P. CAMUS et C. MORILLON, a donné une première moisson de résultats sur les séries de Rydberg paires 6sns et 6snd . L'excitation à deux photons associée à la détection des résonances optiques par la méthode de la diode thermoionique fonctionnant en régime de charge d'espace, est limitée par les règles de sélection des transitions dipolaires électriques aux seuls spectres des niveaux pairs de J=0 et J=2 . L'interprétation de ces premiers résultats à l'aide de la théorie

du défaut quantique à plusieurs voies (M.Q.D.T.) par M. AYMAR et O. ROBAUX a confirmé l'importance du rôle joué par les niveaux de la configuration 5d7d (deux électrons de valence) comme perturbateurs des séries observées 6sns $^1S_0$ et 6snd $^{1,3}D_2$ aboutissant à la limite 6s . Une connaissance plus approfondie des niveaux de 5d7d (18 niveaux au total avec des valeurs du nombre quantique J allant de 0 à 5) était alors jugée nécessaire pour étendre le modèle théorique M.Q.D.T. aux autres valeurs de J . Une expérience similaire, utilisant la diode thermoélectronique comme détecteur mais une excitation laser à deux étages (le premier étant doublé en fréquence), a permis à J. J. WYNNE et P. HERMANN au Laboratoire d'I.B.M. à Yorktown d'étendre les observations jusqu'à la deuxième limite d'ionisation 5d (5,9 ev). En 1979, ces auteurs ont donné une première approche des niveaux de Rydberg J = 0, 1 et 2 des séries 5dnd et signalé la très grande complexité du spectre observé mais aucun résultat quantitatif n'a été publié depuis.

Dans une décharge électrique contenant des atomes de baryum, les niveaux métastables de la première configuration excitée 5d6s sont suffisamment peuplés par collisions électroniques pour permettre, avec un processus d'excitation optique à deux étages, d'atteindre les séries paires 5dnℓ . Le choix des niveaux de départ J = 1, 2 ou 3 de 5d6s associé au choix des niveaux intermédiaires de la configuration 5d6p pour le premier étage permet une grande sélectivité des transitions pour mettre en évidence dans les meilleures conditions de force d'oscillateur pour le deuxième étage, les niveaux pairs élevés de valeur de J comprise entre 0 et 5 . En 1928, F. M. PENNING a montré qu'il était possible de

détecter les modifications des propriétés de conduction d'une décharge dans un plasma quand les atomes de celui-ci entraient en résonance avec un rayonnement extérieur. Cette méthode de détection utilisant cet effet, appelé depuis "optogalvanique", a connu une véritable explosion avec le développement des lasers à colorants accordables, il y a quelques années. Elle est particulièrement bien adaptée au problème du baryum car elle permet, à la fois, de peupler les niveaux métastables de $5d6s$ et de détecter les résonances optiques afin de mettre en évidence les niveaux des séries $5dn\ell$ dans les meilleures conditions d'observation. C'est cette expérience de spectroscopie optogalvanique à moyenne résolution qui a été réalisée par P. CAMUS, M. DIEULIN et C. MORILLON en 1978 et qui est décrite dans la Thèse de 3ème cycle de M. DIEULIN.

L'utilisation de ce montage a permis à M. DIEULIN d'apporter un très grand nombre de résultats nouveaux au-dessous et au-dessus de la limite d'ionisation $6s$. L'interprétation des spectres de $J=0$ à $J=5$ au-dessous de cette limite a permis de rendre compte, à l'aide de la théorie M.Q.D.T., de l'ensemble des énergies du spectre discret mettant en évidence de très nombreuses perturbations provoquées par les configurations $5d7s$, $5d8s$, $5d6d$, $5d7d$ et $6p^2$, premiers termes des séries conduisant respectivement à la deuxième et à la troisième limite d'ionisation. Cependant, la plus grande partie de l'exploitation des résultats obtenus entre $6s$ et $5d$ restait à faire.

Nous avons, dans un premier temps, poursuivi le travail expérimental en utilisant le montage de spectroscopie optogalvanique pour mettre en évidence quelques niveaux manquants du spectre discret prévus par la

théorie M.Q.D.T.. Dans un deuxième temps, nous avons effectué de nouvelles observations entre les limites 6s et 5d en utilisant le niveau intermédiaire $5d6p\ ^1P^o_1$ pour compléter les interprétations de la structure fine des séries 5dnd effectuées simultanément par P. CAMUS à l'aide de la méthode de Slater et Condon.

Enfin nous avons cherché à monter le plus haut possible en énergie avec les colorants dont nous disposions et mettre en évidence les premiers termes 6p7p et 6p8p de la série 6pnp situés au-dessus de la limite 5d . Tous les résultats, ainsi que le principe du montage expérimental sont donnés dans le Chapitre I.

Dans le Chapitre II, nous donnons l'interprétation complète de la structure fine des séries 5dns , 5dnd entre les limites 6s et 5d à l'aide de la théorie M.Q.D.T.. Au total, c'est plus de 500 nouveaux niveaux qui ont été trouvés et interprétés dans un domaine d'énergie de 5674 cm^{-1} montrant la complexité de cette étude pour un atome alcalino-terreux réputé simple en raison de sa structure électronique. De plus, à l'aide des paramètres M.Q.D.T. du spectre J=0 , nous avons identifié le niveau $6p^2\ ^1S_0$ en faisant, pour la première fois au laboratoire, une étude de la densité des forces d'oscillateur. Ceci nous a permis de montrer que le profil de résonance extrêmement large (~ 300 cm^{-1}) qui avait été reproduit dans l'article de J. J. WYNNE et P. HERMANN était bien le niveau $6p^2\ ^1S_0$ bien que WYNNE et ARMSTRONG l'aient localisé au-dessous de la limite 6s dans une étude généralisée des paramètres de la théorie M.Q.D.T. pour la séquence des alcalino-terreux.

Chapitre I

METHODE EXPERIMENTALE : SPECTROSCOPIE OPTOGALVANIQUE

Dans la première partie de ce chapitre (paragraphe A), nous donnons le principe de l'effet optogalvanique. Une description du montage utilisé fait l'objet de la deuxième partie du chapitre (paragraphe B). Les résultats expérimentaux sont exposés dans la troisième partie, paragraphe C.

I-A PRINCIPE DE L'EFFET OPTOGALVANIQUE.

Lorsqu'un gaz atomique dans lequel on entretient une décharge est éclairé par une lumière dont la longueur d'onde est celle d'une raie d'absorption des atomes, on observe en général une modification de l'impédance de la décharge. Ce phénomène, appelé effet optogalvanique, est lié principalement au fait que les modifications des populations atomiques induites par la lumière résonnante produisent, par l'intermédiaire de divers processus collisionnels, des changements de la densité électronique de la décharge.

L'effet optogalvanique a été observé pour la première fois dans une décharge de gaz rare par F. M. PENNING [1], mais il est l'objet d'un regain d'intérêt depuis la mise au point dès 1976 des lasers à colorants

accordables. Cette méthode de détection a trouvé depuis de nombreuses applications : étude des plasmas [2], séparation isotopique [3], stabilisation en fréquence d'un laser à colorant continu [4], spectroscopie résolue dans le temps [5], spectroscopie sans effet Doppler [6][7]. Elle a été utilisée pour l'étude des spectres atomiques d'hélium [7], néon [7], argon [8], krypton [9], lithium [4], césium [10], calcium [4], baryum [11], yttrium [12], uranium [5] et molybdène [13].

Les caractéristiques de l'effet optogalvanique ont été étudiées par plusieurs auteurs [14][15][16] dans le but de déterminer les mécanismes responsables de son existence.

Dans la majorité des cas, on constate que l'effet optogalvanique correspond à une diminution de l'impédance de la décharge. La raison en est que l'absorption des photons qui porte l'espèce atomique considèré A dans un niveau excité A* rend l'ionisation plus facile et est accompagnée d'une augmentation du nombre d'électrons par l'intermédiaire du processus :

$$A^* + e^- \rightarrow A^+ + 2e^- \quad .$$

Dans une telle situation, l'énergie cédée par la source lumineuse contribue à faciliter l'entretien de la décharge impliquant une chute de tension aux bornes des électrodes (signal négatif par rapport au signal en régime permanent établi par la décharge). Il existe cependant des situations où le signal optogalvanique est positif, donc de signe opposé au précédent, quand on excite dans un gaz rare une transition optique à partir d'un niveau métastable jouant un rôle prépondérant dans les

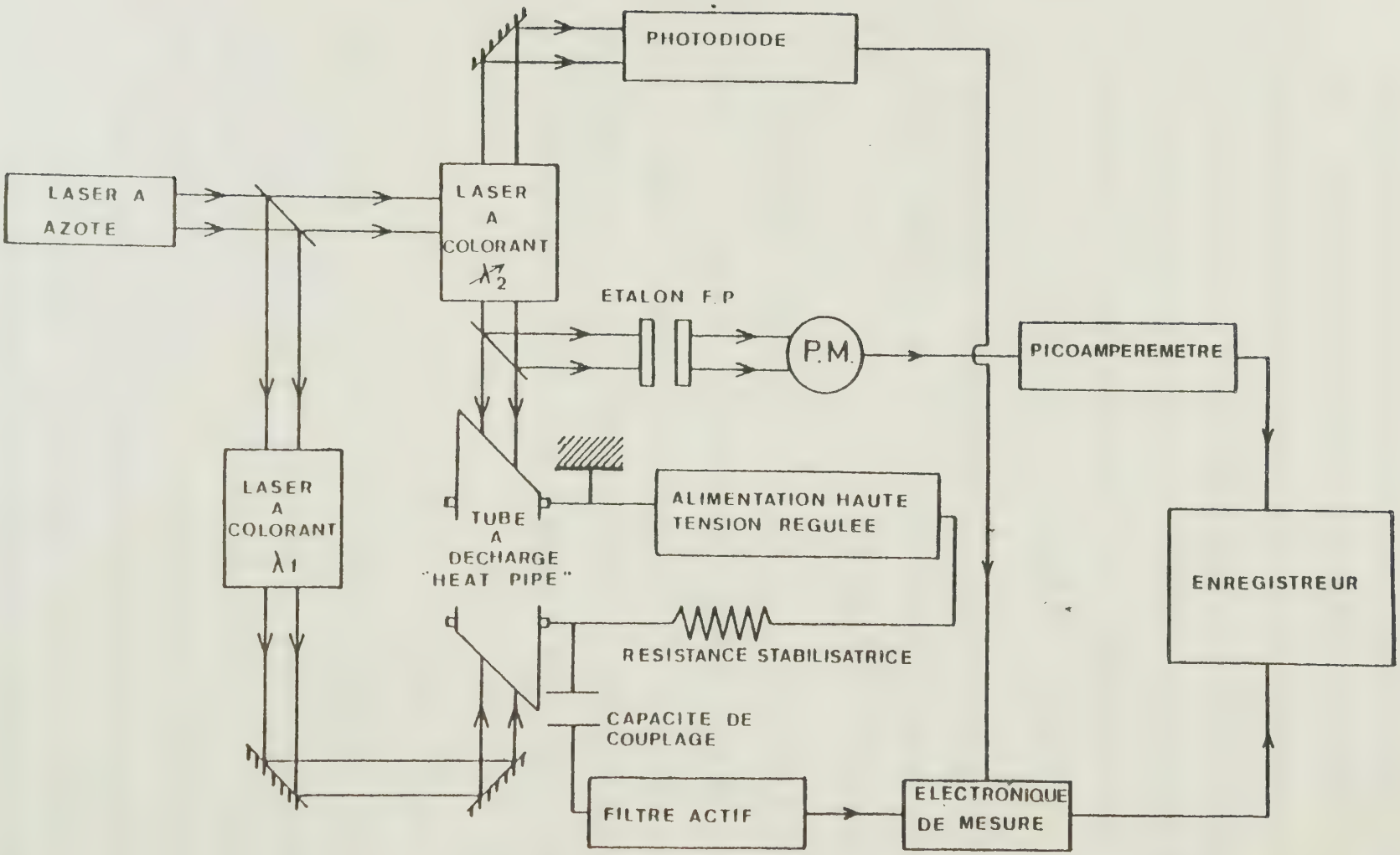

Figure 1 - Dispositif expérimental de la détection optogalvanique.

mécanismes d'ionisation. C'est le cas des observations faites dans le néon [5] et l'argon [8].

I-B DESCRIPTION DU MONTAGE UTILISE.

Le montage utilisé a été réalisé et mis au point par P. CAMUS, M. DIEULIN et C. MORILLON. Il est décrit en détail dans la thèse de M. DIEULIN [17] et nous ne rappellerons que les caractéristiques essentielles des différentes parties de l'expérience schématisée sur la Figure 1.

B-1 Décharge continue dans une vapeur "heat-pipe".

La vapeur de baryum est produite dans une cellule du type "heat-pipe" [18] (2,3 torr pour une température de 905 °C qui est la température de l'équilibre phase liquide - phase gazeuse de l'élément). Dans ces conditions la densité d'atomes de baryum produits à l'intérieur du tube est homogène et est de l'ordre de 10^{16} atomes par cm^3.

Un système d'électrodes percées permet d'obtenir une décharge stable dans la vapeur pour une différence de potentiel de 1,45 kV appliquée aux bornes du circuit. Dans ces conditions le tube fonctionne avec un courant constant de 20 mA pour une chute de tension de 400 volts aux bornes des électrodes. Le tube à décharge "heat-pipe" est schématisé sur la Figure 2.

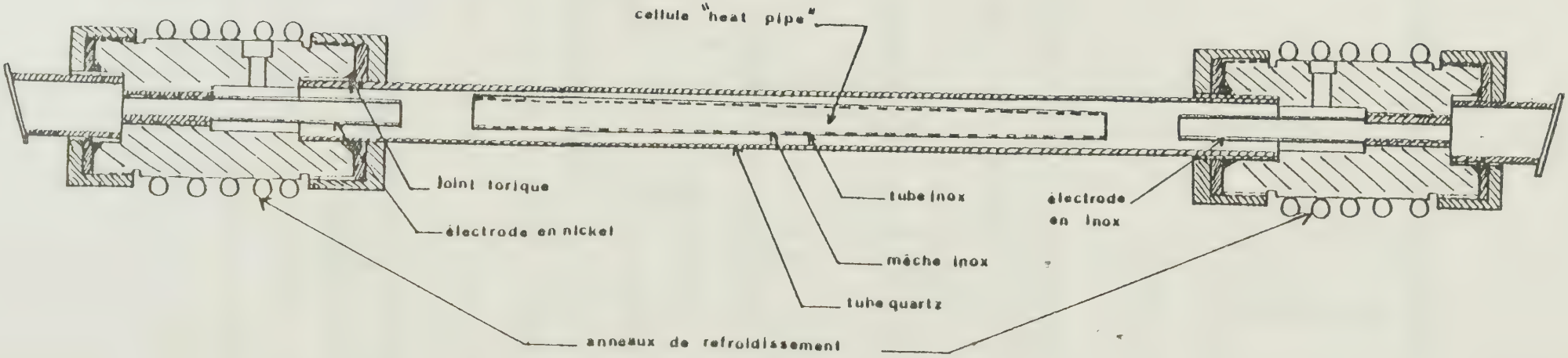

Figure 2

Tube à décharge "heat-pipe".

B-2 Excitation laser à deux étages.

L'excitation optique à partir des états métastables ou du fondamental est réalisée par deux lasers à colorants pompés par un laser à azote du type Molectron : UV 1000 . Les caractéristiques des différents lasers sont les suivantes :

- Laser à N_2 : . $\lambda N_2 = 3371$ Å
  . Durée d'une impulsion : 10 ns
  . Puissance crête : 420 kW pour une fréquence de répétition de 15 Hz.

Le faisceau U.V. est divisé spatialement en deux parties pour pomper simultanément deux oscillateurs à colorants. Après traversée d'une lentille cylindrique, le faisceau U.V. excite de façon homogène la fluorescence d'un colorant sur toute la largeur de la cuve : on réduit la forte divergence du faisceau de fluorescence grâce à une lentille. Les deux oscillateurs à colorants utilisent comme élément disperseur un réseau en montage Littrow.

- Laser à colorant premier étage.

Un réseau gravé est utilisé, d'angle de miroitement 30°, de nombre de traits par mm 305 , de largeur éclairée 5 cm et de résolution théorique maximale $3\ 10^4$, il est monté sur une platine-goniomètre dont la rotation est assurée par une vis micrométrique.

Il sert à peupler le niveau intermédiaire à partir des niveaux métastables de $5d6s$ ou du fondamental $6s^2\ ^1S_0$. La raie laser est alors accordée en fréquence sur la transition choisie par observation

simultanée du faisceau de lumière laser et du spectre d'émission de la vapeur excitée de baryum à travers un spectroscope à réseau Jobin-Yvon de faible résolution (± 4 Å). L'accord final est obtenu en recherchant le maximum de l'amplitude du signal optogalvanique premier étage.

- Laser à colorant deuxième étage.

Deux réseaux holographiques de dimension 60 mm × 70 mm sont utilisés pour éviter les superpositions d'ordre ; l'un de 2400 traits/mm pour couvrir le domaine : 3000 à 6500 Å , l'autre de 1800 traits/mm pour le domaine : 4500 à 8500 Å . Les réseaux sont montés alternativement sur une platine dont la rotation est contrôlée par une vis micrométrique SOPRA entraînée par un moteur à vitesses variables. La largeur spectrale des raies laser est de l'ordre de 0,25 cm^{-1}. La puissance crête est de quelques dizaines de kw . Ce laser, balayable en longueur d'onde, permet d'explorer les niveaux de Rydberg pairs qui sont atteints par absorption à partir du niveau intermédiaire choisi.

Les deux faisceaux se propagent en sens inverse par commodité et non pour éliminer la largeur Doppler des raies. Chaque taille du faisceau est conjuguée avec le centre de la cellule d'absorption.

B-3 Détection des niveaux excités par effet optogalvanique et traitement du signal.

Lorsque le laser n° 1 est résonnant sur la transition entre un niveau métastable 5d6s et le niveau intermédiaire choisi, le signal dû au laser n° 1 présente un pic négatif d'amplitude voisine de 50 mv et une durée de 10 µs . Lorsque le laser n° 2 est résonnant avec une

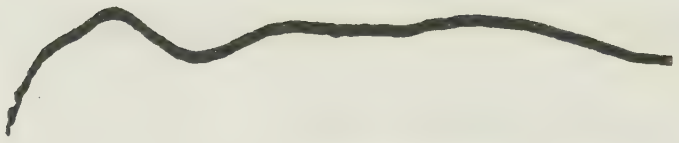

Fig. 3a

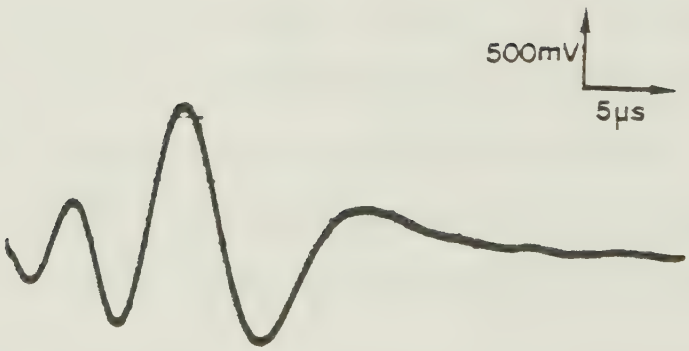

Fig. 3b

Figure 3 : Signal OG observé pour une transition optique de Ba I .

Fig. 3a : Signal transmis par la capacité de couplage C.

Fig. 3b : Signal transmis par le filtre passe-bande.
Echelles : - en vertical : 500 mV par division.
- en horizontal : 5 µs par division.

transition vers un état de Rydberg, le signal qui apparaît est de même signe que le signal dû au laser n° 1 et son amplitude peut atteindre quelques volts pour les plus fortes transitions.

Une capacité de couplage C supprime la composante continue, qui représente la tension de fonctionnement de la décharge. Avant d'être intégré, le signal traverse un filtre actif de fréquence centrale de l'ordre de quelques dizaines de KHz permettant d'éliminer les composantes basses fréquences de la tension et notamment le résidu 50 Hz du secteur. Les signaux sans filtre et avec filtre sont représentés sur la Figure 3.

Le signal est traité à l'aide d'un échantillonneur en amplitude dont la largeur de porte est ajustée sur la largeur du premier pic négatif, soit quelques microsecondes.

B-4 Mesure des nombres d'ondes des résonances observées.

La méthode consiste à mesurer le nombre d'ondes σ d'une raie optogalvanique par rapport à une raie de référence dont on connaît le nombre d'ondes σ_r avec précision. Le spectre cannelé d'un Fabry-Perot d'épaisseur fixe enregistré simultanément avec le spectre optogalvanique donne une échelle de référence en nombre d'ondes. Si k désigne le nombre entier d'interfranges séparant la raie du nombre d'ondes σ de la raie de référence, on obtient une mesure de σ en utilisant la relation suivante :

$$\sigma = \sigma_r + \varepsilon \left(k - \frac{\ell_r}{L_r} + \frac{\ell}{L}\right)$$

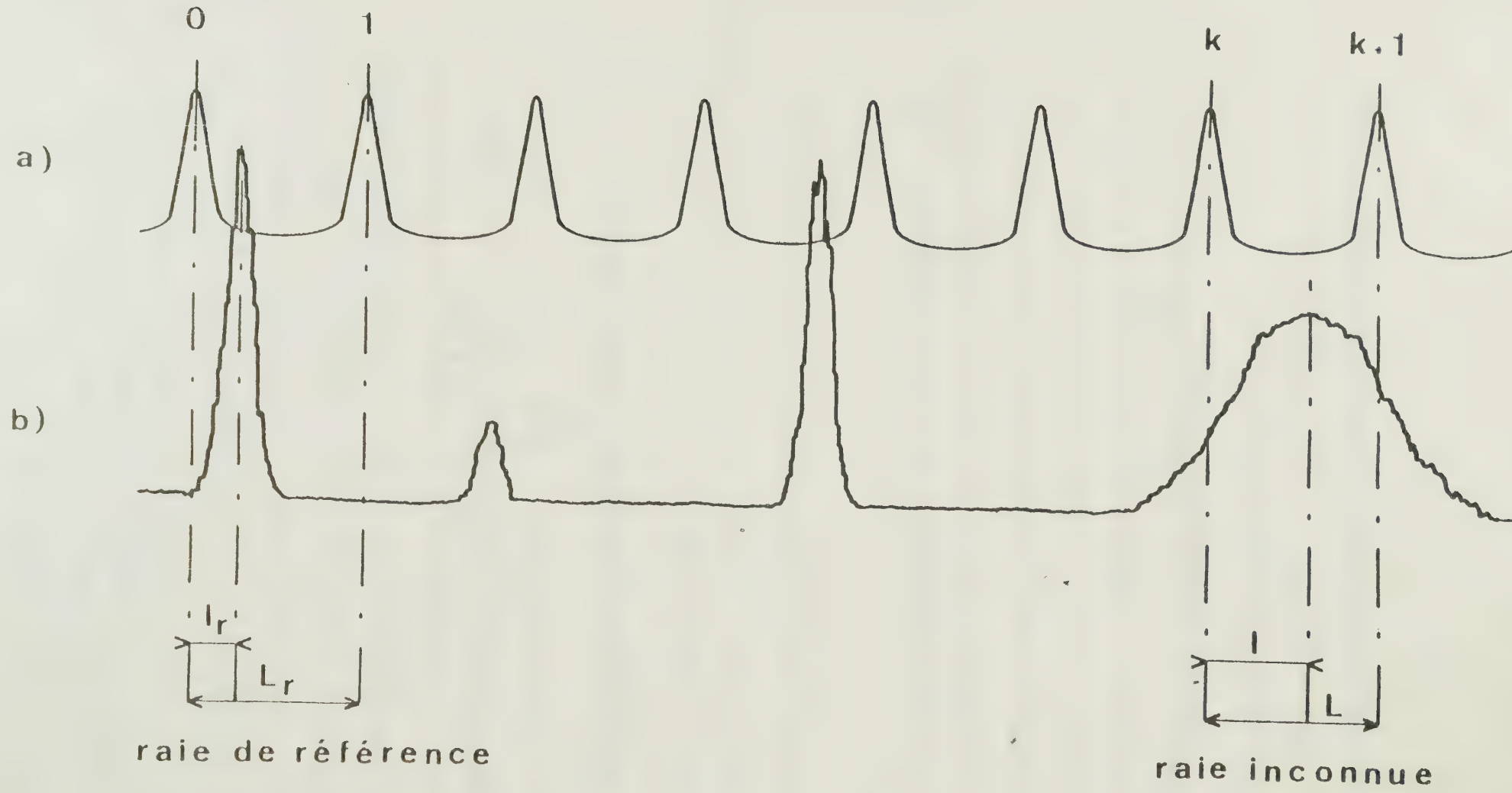

Figure 4

Détermination graphique du nombre d'ondes σ de la transition optique

a) Franges de Fabry-Perot,

b) Spectre OG.

où $\varepsilon = +1\ (-1)$ si l'enregistrement se fait dans le sens λ_2 décroissant (croissant).

$\Delta\sigma$ désigne la valeur constante de l'interfrange. La mesure de cette interfrange a été réalisée [19] par la méthode des excédents fractionnaires.

$$\Delta\sigma = \frac{1}{2e} = 1{,}314678 + 0.000005\ \text{cm}^{-1}$$

e est l'épaisseur optique du Fabry-Perot.

La Figure 4 explique la détermination de la valeur de σ à partir du pointé des raies du spectre et du pointé des franges du spectre cannelé.

La mesure des nombres d'ondes fait intervenir des erreurs systématiques et des erreurs aléatoires. L'erreur systématique la plus importante dépend de la précision avec laquelle σ_r est connue. L'incertitude sur la valeur de l'interfrange $\Delta\sigma$ introduit une autre erreur systématique, mais la précision sur $\Delta\sigma$ est suffisante $(\frac{\delta(\Delta\sigma)}{\Delta\sigma} = 3{,}5\ 10^{-6})$ pour que l'erreur commise soit tout à fait négligeable même pour un intervalle comprenant quelques milliers de franges.

Les erreurs aléatoires sont de deux types : la première est une erreur due à la détermination de la position d'une raie dans l'interfrange. Cette erreur tient compte de plusieurs données. Si la raie est parfaitement symétrique et présente un rapport signal sur bruit important, l'erreur se réduit à l'erreur de pointé que l'on peut toujours diminuer en balayant plus lentement la longueur d'onde du deuxième étage. Quand

la raie présente un profil dissymétrique, et c'est le cas pour de nombreuses raies du spectre autoionisé, l'erreur due au pointé de l'axe devient prépondérante. L'erreur est alors évaluée en faisant intervenir la largeur de la raie et le rapport signal sur bruit. Les énergies des niveaux sont calculées en ajoutant le nombre d'ondes mesuré de la transition du deuxième étage à l'énergie du niveau intermédiaire. Ces énergies des niveaux 6s6p , 5d6p , 6s7p ont été déterminées par d'autres observations [20].

Récemment, J. VERGÈS, à l'aide d'un spectromètre de Fourier fonctionnant dans l'infrarouge proche, a observé le spectre d'émission du Ba neutre entre 1 et 2,5 μ et redéterminé l'énergie de ces niveaux, avec une incertitude de $\pm 0{,}05$ cm^{-1} . Ce sont ces nouvelles valeurs plus précises que nous utiliserons par la suite.

I-C RESULTATS EXPERIMENTAUX.

C-1 Au-dessous de la limite $6s[^2S_{1/2}]$.

Suite à l'étude M.Q.D.T. [30] et aux observations faites précedemment, il restait trois niveaux à établir : $6s11s\ ^3S_1$, $6s10d\ ^3D_1$ et $6s12s\ ^3S_1$. Les énergies des deux premiers niveaux données par MOORE [20] sont à $+34$ cm^{-1} et -40 cm^{-1} des énergies prévues par l'étude M.Q.D.T., soit respectivement : 39590 et 39932 cm^{-1} ; le troisième niveau localisé à 40186 cm^{-1} par la théorie est totalement inconnu.

1a) Choix des niveaux intermédiaires.

Dans l'hypothèse d'un couplage Russell-Saunders pur, les transitions dipolaires électriques permises obéissent aux règles de sélection $\Delta L = 0, \pm 1$, $\Delta J = 0, \pm 1$ et $\Delta S = 0$, il est donc préférable, pour observer un niveau de Rydberg triplet (spin S=1) d'utiliser un niveau intermédiaire de même spin.

Pour mettre en évidence les niveaux dans les meilleures conditions, le niveau intermédiaire qui s'impose est le niveau $6s6p\ ^3P^\circ_1$ à 12636 cm^{-1} dont l'énergie très basse nécessite l'utilisation d'un laser second étage à 7400 Å doublé en fréquence pour obtenir une radiation monochromatique vers 3700 Å . Cette expérience a été essayée avec un cristal de ADP, mais nous ne disposions pas d'une puissance suffisante avec le laser à N_2 pour pomper simultanément les deux lasers à colorant. Finalement nous avons observé le spectre optogalvanique à partir de $6s6p\ ^1P^\circ_1$.

1b) Tableau de valeurs, interprétation des résultats.

Les niveaux détectés avec trois niveaux intermédiaires $6s6p\ ^1P^\circ_1$, $5d6p\ ^3D^\circ_1$ et $^3D^\circ_2$ sont :

$6snd\ ^1D_2$ (de n = 9 à 11) , $6snd\ ^3D_2$ (n = 10, 11) , $6snd\ ^3D_1$ (n = 10, 11)

$6sns\ ^3S_1$, $^1S_0$, n = 11 et 12

$5d8s\ ^1D_2$, $^3D_{2,3}$.

Les transitions avec la configuration 5d8s qui font intervenir un double saut électronique normalement interdit dans une transition dipolaire électrique, ont été observées avec le niveau intermédiaire $6s6p\ ^1P^\circ_1$

en raison du mélange de configurations $5d6p + 6s6p$. Le niveau observé à partir de $5d6p\ ^3D^o_2$ et interprété comme $6s13s\ ^3S_1$ dans la réf. [21] n'a pas été confirmé avec le niveau intermédiaire $5d6p\ ^3D_1$. La position de ce niveau reste donc inconnue. Les énergies des niveaux observés sont réunies dans le Tableau I.

C-2 Entre la limite $6s[^2S_{1/2}]$ et $5d[^2D_{5/2}]$.

C'est dans ce domaine en énergie que les séries paires $5dn\ell$ qui convergent vers la deuxième limite d'ionisation $5d$ de l'atome neutre de baryum, possèdent leur plus grand nombre de termes n . L'analyse de la structure fine de ces séries est particulièrement complexe. Pour ne prendre qu'un exemple, la série $5dnd$ possède 18 niveaux pour chaque valeur de n , allant de 0 à 5 par valeur de J et formant dix-huit séries dont dix convergent vers le niveau $5d_{5/2}$ et huit vers le niveau $5d_{3/2}$ de l'ion Ba^+ . Comme il a été montré pour la configuration $5d7d$ localisée juste au-dessous de la limite $6s$ [21], le couplage Russell-Saunders (L.S.) n'est plus une bonne représentation du couplage réel qui tend au fur et à mesure que n augmente vers un couplage jj liant le moment angulaire total j_2 de l'électron extérieur au moment angulaire j_1 de l'électron $5d$. Ceci est important dans la mesure où, pour guider notre choix des niveaux intermédiaires de $5d6p$, nous avions utilisé en première approximation, les règles de sélection des transitions dipolaires électriques dictées par le couplage Russell-Saunders. L'étude des niveaux $J = 0$ à 2 de ces séries obtenues par excitation laser à 2 étages en partant du niveau fondamental $6s^2\ ^1S_0$ et en utilisant le niveau

intermédiaire $5d6p\ ^1P^o_1$ a été effectuée par J. J. WYNNE et J. P. HERMANN [22] dès 1979, en utilisant une diode thermoionique fonctionnant en régime de charge d'espace. Aucune liste des niveaux n'a été publiée à ce jour. Depuis, à l'aide de la spectroscopie optogalvanique développée au laboratoire, de très nombreuses séries allant de J=0 à J=5 ont été observées à partir des niveaux intermédiaires de $5d6p\ ^3P^o_1$, $^3P^o_2$ par M. DIEULIN [17] et $5d6p\ ^3F^o_3$, $^3F^o_4$ par P. CAMUS. Pour compléter ces résultats, l'étude à partir du niveau intermédiaire $5d6p\ ^1P^o_1$ a été reprise en utilisant la détection optogalvanique ; afin de mettre en évidence d'une part les niveaux de J = 0 à 2 dont la composante en couplage Russell-Saunders reste fortement singulet, d'autre part le niveau $6p^2\ ^1S_0$, sujet d'une grande controverse quant à sa localisation, certains auteurs comme J. J. WYNNE et ses collaborateurs le situant au-dessous de la limite 6s [23], d'autres comme J. F. WYART [24] en donnant une position à $44760 \pm 500\ cm^{-1}$ prévue par un calcul semi-empirique, c'est-à-dire au-dessus de la limite 6s .

2a) Domaines étudiés.

Transition premier étage	Longueur d'onde λ(Å)	Nombre d'onde σ_1(cm^{-1})	Colorant utilisé
$5d6p\ ^1D_2 \rightarrow 5d6p\ ^1P^o_1$	5828,28	17158,87	Rd 6G dans l'éthanol

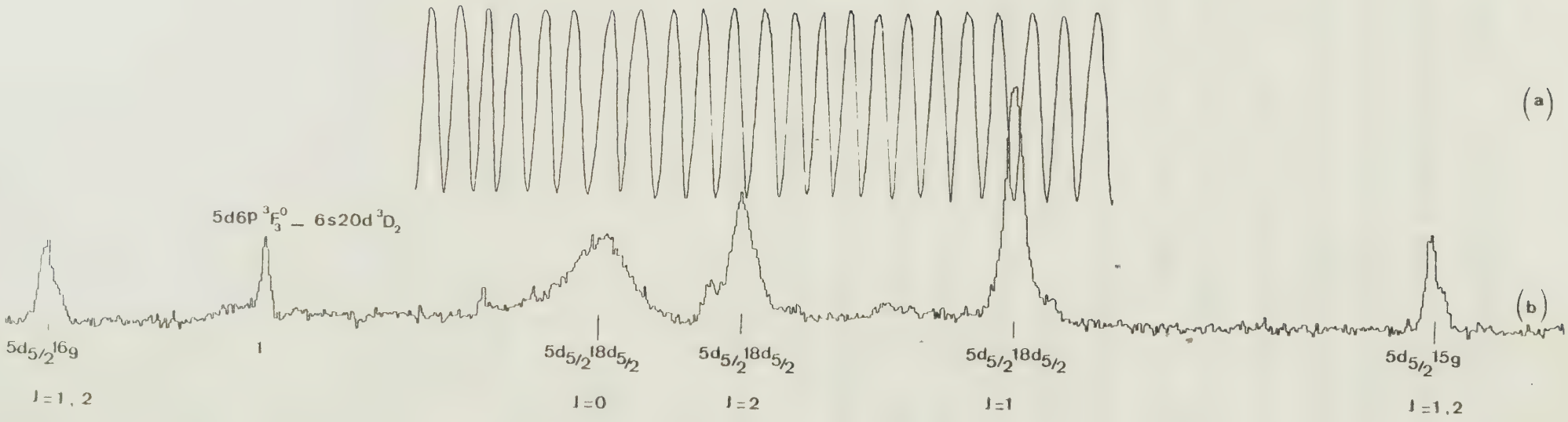

Figure 5 : Spectre optogalvanique à deux étages du baryum.

a) Franges de Fabry-Perot, $\Delta\sigma = 1{,}31467(8)\ cm^{-1}$;

b) Spectre obtenu avec 5d6s $^1D_2$ - 5d6p $^1P^o_1$: 5826.28 Å pour la transition premier étage au-dessus de la limite $5d_{3/2}$.

Plage explorée à l'aide du faisceau laser deuxième étage

Niveau intermédiaire (cm^{-1})	λ_2 (Å)	σ_2 (cm^{-1})	Domaine d'énergie exploré E (cm^{-1})	Colorant utilisé
$5d6p\ ^1P^o_1$: 28554.193	6600 - 5215	15151 - 19175	43705 - 47729	Rd 640, Rd 610, Rd 590, C 540 .

2b) Résultats.

L'enregistrement de la Figure 5 montre une portion du spectre opto-galvanique entre 5340 - 5357 Å . Les transitions avec $5d_{5/2}\ 18d_{5/2}$ J = 1, 2, 0 forment une suite de trois raies. La transition avec $5d_{5/2}\ 18d_{5/2}$ J = 0 est plus large que les autres. Les transitions $5d_{5/2}$ ng J = 1, 2 ne sont pas résolues et ont une allure nettement dissymétrique du côté des grandes longueurs d'onde.

Le niveau $6p^2\ ^1S_0$ a été localisé à 44800 ± 30 cm^{-1} . L'incertitude sur la position de ce niveau est très grande compte tenu de la largeur de la transition observée qui est de 300 cm^{-1}.

Les séries $5d_{3/2}$ nd et $5d_{5/2}$ nd J = 0, 1, 2 ont été observées respectivement pour une valeur de n allant de 9 à 30 et de 8 à 41 . Les niveaux $5d_{3/2}$ nd (n = 21, 22 et 23) n'ont pas été observés avec le niveau intermédiaire $5d6p\ ^1P^o_1$.

Les niveaux de la série 5dng J = 1 et 2 ont été observés de n = 6 à 28 .

Les énergies de tous les niveaux sont réunies dans le tableau donné en Annexe.

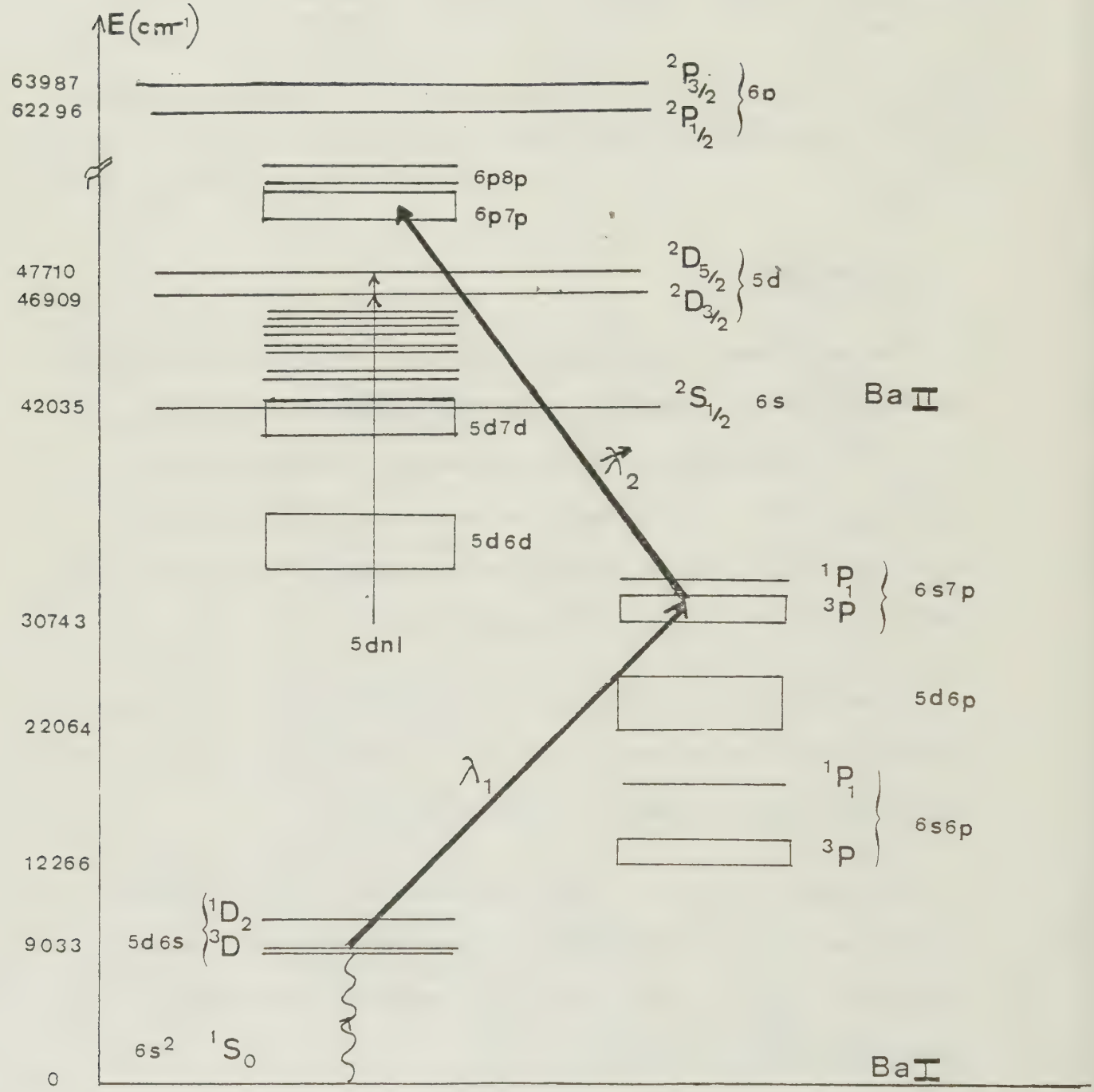

Figure 6 : Processus d'excitation optique à deux échelons à partir des niveaux métastables $^{1,3}D$ de 5d6s .

C-3 Au-dessus de la limite $5d[^2D_{5/2}]$.

Pour mettre en évidence les niveaux pairs des séries 6pnp et 6pnf aboutissant à la limite d'ionisation 6p de l'atome neutre, il est nécessaire d'utiliser des niveaux intermédiaires élevés sous peine d'avoir à doubler en fréquence la longueur d'onde laser du deuxième étage comme le montre la Figure 6. Le terme le plus élevé de la configuration 5d6p soit $^1P^o_1$ à 28554.193 cm^{-1} a été utilisé, permettant de mettre en évidence quatre transitions dont deux très faibles appartenant à la configuration 6p7p . Pour gagner sur la force d'oscillateur des transitions du deuxième étage, nous avons observé les spectres optogalvaniques à partir des niveaux intermédiaires élevés $^3P^o_{1,2,3}$ et $^1P^o_1$ de la configuration 6s7p , la partie radiale de l'interaction dipolaire électrique pour le saut électronique 6s → 6p étant plus forte que celle du saut électronique 5d → 7p . Toutefois, il apparaît une difficulté quant à l'ajustement de la longueur d'onde du laser premier étage sur les transitions résonnantes 5d6s - 6s7p , ces dernières étant très faibles, en émission dans la vapeur excitée par la décharge continue et, de plus, dans un domaine de longueur d'onde violette où l'oeil est peu sensible.

3a) Domaines étudiés.

Transition premier étage	Longueur d'onde λ_1 (Å)	Nombre d'ondes σ_1 (cm^{-1})	Colorants utilisés
$5d6s\ ^1D_2 \rightarrow 5d6p\ ^1P^o_1$	5826.28	17158.87	Rd 6G dans l'Ethanol
$5d6s\ ^3D_1 \rightarrow 6s7p\ ^3P^o_0$	4604.98	21709.55	C 460 dans l'Ethanol
$5d6s\ ^3D_2 \rightarrow 6s7p\ ^3P^o_1$	4628.33	21600.04	" "
$5d6s\ ^3D_3 \rightarrow 6s7p\ ^3P^o_2$	4673.62	21390.72	" "
$5d6s\ ^1D_2 \rightarrow 6s7p\ ^1P^o_1$	4726.43	21151.69	" "

Plage explorée à l'aide du faisceau laser deuxième étage

Niveau intermédiaire (cm^{-1})	Longueur d'onde λ_2 (Å)	Nombre d'onde σ_2 (cm^{-1})	Domaine d'énergie exploré (cm^{-1})	Colorants utilisés
$5d6p\ ^1P^o_1$: 28554.193	5017 - 4460	18831 - 22423	48485 - 50977	C480, C440
	4460 - 4236	22423 - 23608	50977 - 52162	C440
	4145 - 3995	24125 - 25033	52680 - 53587	Bis, MSB
$6s7p\ ^3P^o_0$: 30743.464	5510 - 4810	19569 - 20790	50312 - 51533	C500
	4430 - 4340	22573 - 23041	53316 - 53784	C400
$6s7p\ ^3P^o_1$: 30815.487	5110 - 4850	19569 - 20618	50384 - 51433	C500
	4825 - 4560	20725 - 21929	51540 - 52744	C460
	5180 - 4810	19305 - 20790	50292 - 52852	C500
$6s7p\ ^3P^o_2$: 30987.212	5610 - 5200	17825 - 19230	50372 - 51777	C540
	5300 - 5010	18867 - 19960	51414 - 52507	C500
	4860 - 4705	20576 - 21253	53123 - 53800	C480
$6s7p\ ^1P^o_1$: 32547.000	4500 - 4315	22222 - 23175	54769 - 55722	C440
	4335 - 4240	23068 - 23585	55615 - 56132	C440
	4260 - 4130	23474 - 24213	56021 - 56760	Bis, MSB
	3950 - 3800	25316 - 26315	57863 - 58862	BBQ

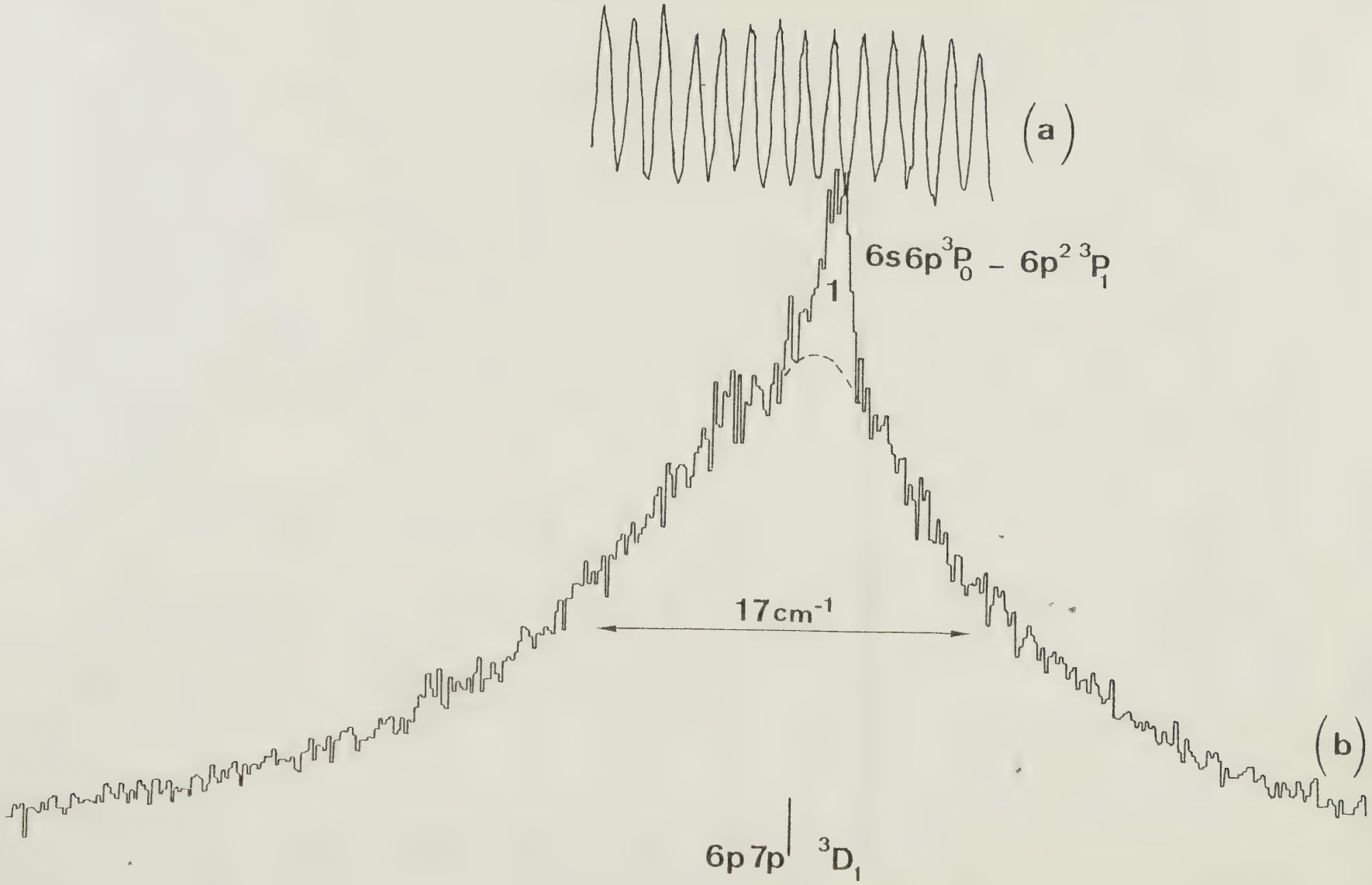

Figure 7 : Profil optogalvanique de la transition second étage $5d6p\ ^1P^o_1 - 6p7p\ ^3D_1$.

a) Franges de Fabry-Perot, $\Delta\sigma = 1{,}31467(8)\ cm^{-1}$;

b) Spectre à deux étages au-dessus des limites d'ionisation 5d obtenu avec la transition premier étage $5d6s\ ^1D_2 - 5d6p\ ^1P^o_1$.

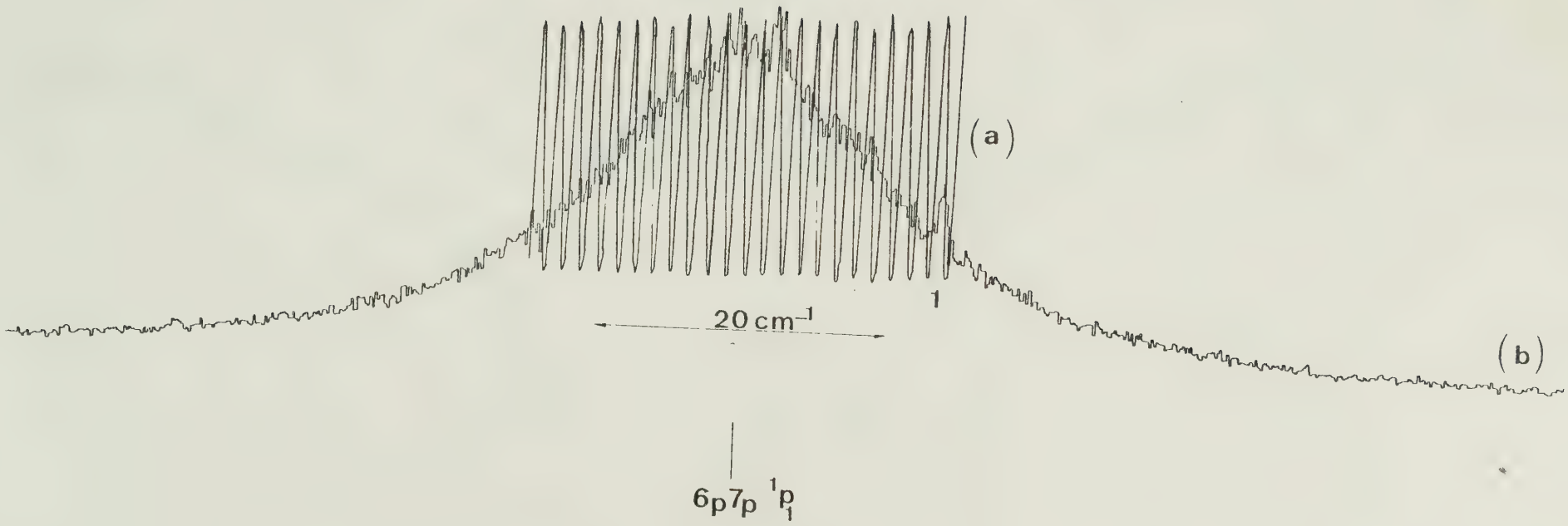

Figure 8 : Profil optogalvanique de la transition second étage $6s7p\ ^3P^o_0 - 6p7p\ ^1P_1$.

a) Franges de Fabry-Perot, $\Delta\sigma = 1{,}31467(8)\ cm^{-1}$;

b) Spectre à deux étages au-dessus des limites d'ionisation 5d obtenu avec la transition premier étage $5d6s\ ^3D_1 - 6s7p\ ^3P_0$: 4604.98 Å.

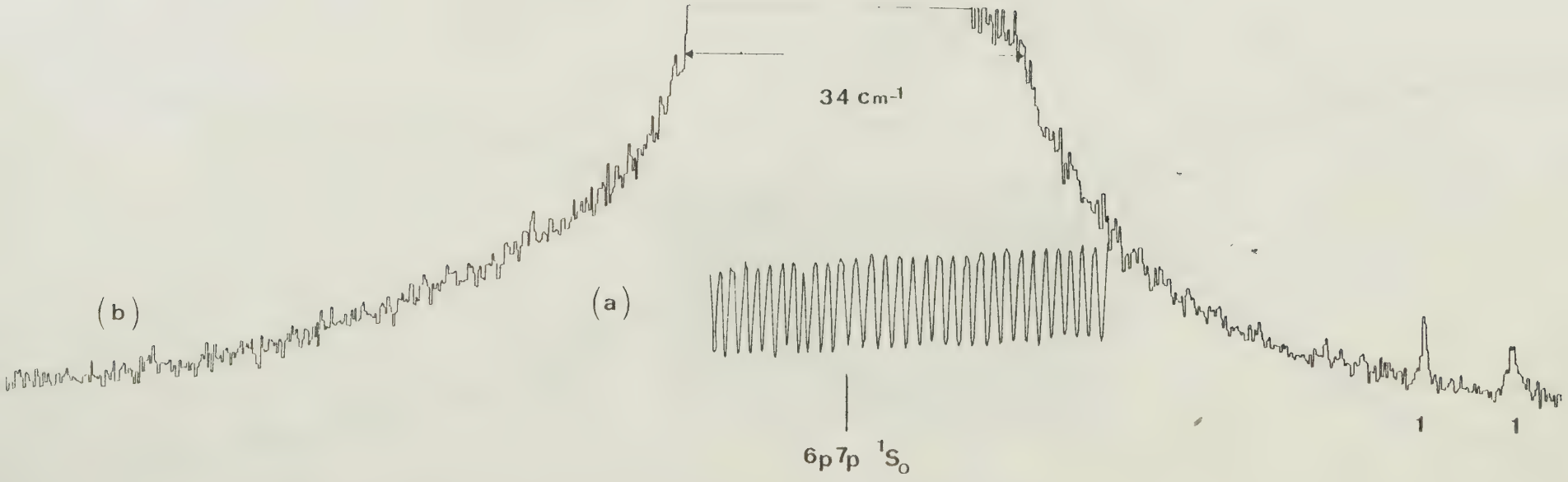

Figure 9 : Profil optogalvanique de la transition second étage $6s7p\ {}^1P^o_1 - 6p7p\ {}^1S_0$.

a) Franges de Fabry-Perot ;

b) Spectre à deux étages au-dessus des limites d'ionisation 5d obtenu avec la transition premier étage $5d6s\ {}^1D_2 - 6s7p\ {}^1P^o_1$.

3b) Résultats.

Les raies du spectre deuxième étage reproduites à la Fig. 7, 8, 9 correspondent respectivement à l'excitation à partir des niveaux intermédiaires $5d6p\ ^1P^\circ_1$, $6s7p\ ^3P^\circ_0$ et $6s7p\ ^1P^\circ_1$ vers les niveaux $6p7p\ ^3D_1$, $^1P_1$ et $^1S_0$. On note que les profils des transitions observées sont particulièrement larges d'où une plus grande incertitude sur le pointé des sommets des raies. L'erreur a été estimée au dixième de la largeur de la raie. La largeur de la raie portée sur la Fig. 9 a été mesurée à partir d'un autre enregistrement faisant apparaître le sommet de la transition.

Au terme des dépouillements du spectre à deux étages, comme niveau intermédiaire $6s7p\ ^3P_0$, une seule raie large à deux étages restait non interprétée à 20676 cm^{-1}. Ce nombre d'ondes correspond exactement à la transition de $6s7p\ ^3P^\circ_1$ vers $6p7p\ ^3P_0$.

La Figure 10 donne le schéma d'excitation faisant intervenir un transfert collisionnel entre le niveau supérieur $6s7p\ ^3P^\circ_0$ de la transition premier étage et le niveau inférieur $6s7p\ ^3P^\circ_1$ de la transition deuxième étage. Des transferts identiques ont déjà été observés dans l'ytterbium [25] et dans le krypton [9].

Les énergies des niveaux observées de $6p7p$ sont données dans le Tableau II avec les transitions qui ont permis de les établir. La lettre L indique la largeur en cm^{-1} de la raie et I l'intensité de la transition. Les niveaux $6p7p\ ^{1,3}D_2$ n'ont pas été observés aux énergies prévues par le calcul paramétrique du Chapitre II.

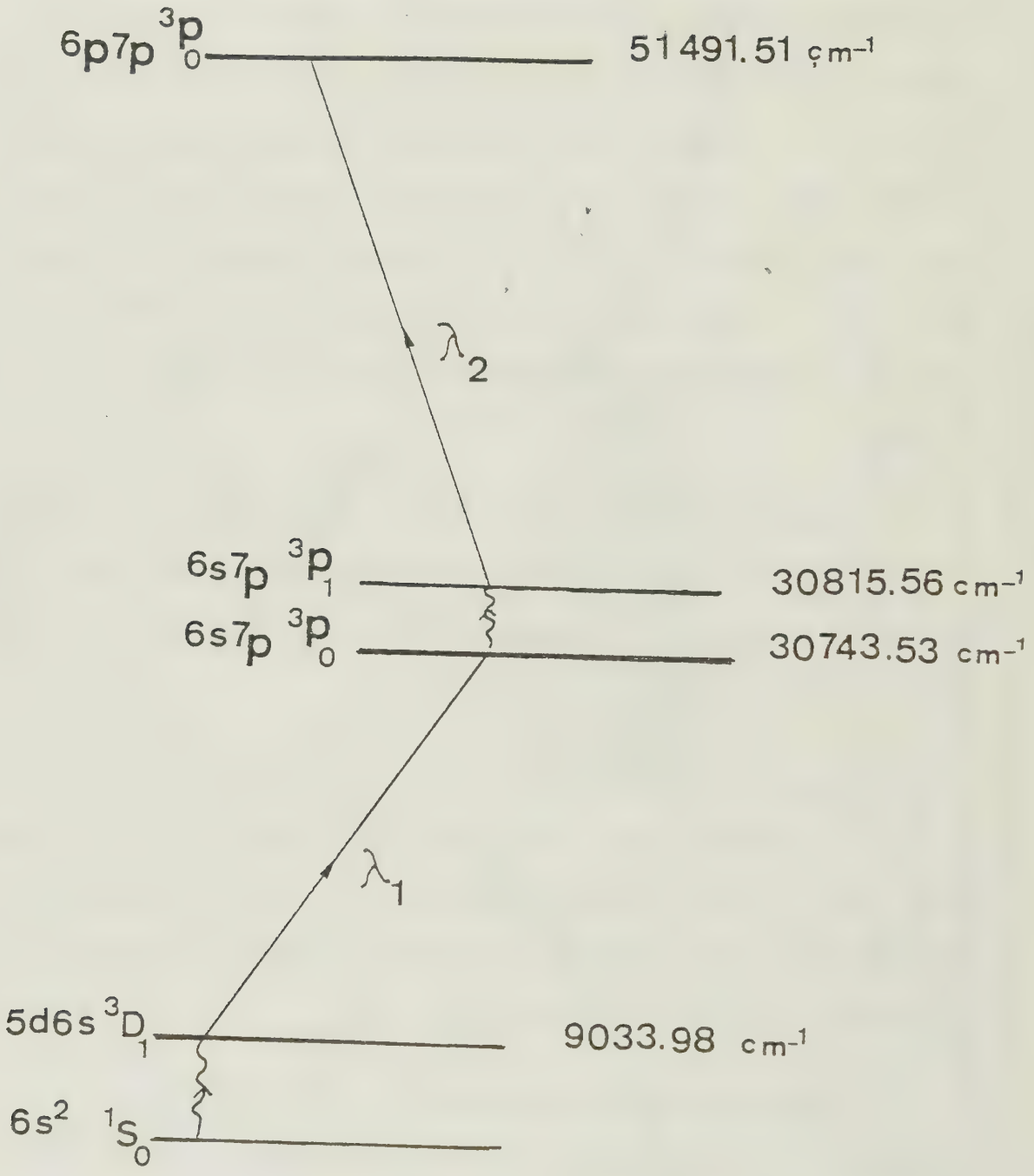

Figure 10 : Schéma d'excitation du niveau 6p7p $^3P_0$ à partir du niveau intermédiaire 6s7p $^3P^o_1$ peuplé par transfert collisionnel.

Les niveaux $6p8p\ ^3D_1$, $^3P_1$ et $^3P_0$ qui font intervenir un double saut électronique normalement interdit dans une transition dipolaire électrique ont été observés à partir du niveau $6s7p\ ^1P^o_1$ probablement mélangé avec la configuration $5d6p$.

Les énergies de ces niveaux sont réunies dans le Tableau II.

I-D CONCLUSION.

Suite à ce travail, il serait intéressant de poursuivre l'étude des séries $6pnp$ jusqu'à la troisième limite $6p$ d'ionisation de l'atome neutre. Un laser de pompe plus puissant est alors nécessaire pour pouvoir doubler la longueur d'onde du deuxième étage dans de meilleures conditions. De récentes expériences ont montré qu'il était possible d'obtenir une émission superradiante à partir des niveaux $6p$ de l'ion Ba^+ qui sont très fortement peuplés, suite à un processus de photoionisation directe dans le continuum adjacent [26] ou d'une excitation sélective des niveaux $J = 0$, 1 et 2 de la configuration $6p12p$ [27]. L'étude des énergies des niveaux et du profil des raies de la série $6pnp$ permettrait de mieux rendre compte des inversions de population observées dans les mécanismes d'excitation évoqués.

Chapitre II

INTERPRETATIONS THEORIQUES DES RESULTATS

II-A INTRODUCTION.

Les résultats expérimentaux présentés au Chapitre I concernent trois domaines d'énergie du spectre pair de baryum ; en dessous de la première limite $6s[^2S_{1/2}]$, entre les limites $6s[^2S_{1/2}]$ et $5d[^2D_{5/2}]$ et au-dessus de la limite $5d[^2D_{5/2}]$.

L'interprétation des données expérimentales concernant le spectre discret a déjà donné lieu à diverses études théoriques. Les séries de Rydberg $6sn\ell$ perturbées par des niveaux de configurations $5dn\ell$ ont été analysées en utilisant la méthode du défaut quantique à plusieurs voies (M.Q.D.T.) [19][28][29]. Les configurations 5d6d et 5d7d ont été interprétées à l'aide de la méthode paramétrique de Slater et Condon (SC) [21].

Dans ce chapitre nous nous intéresserons uniquement à l'interprétation des données concernant le spectre autoionisé. Les méthodes théoriques,(S.C. et M.Q.D.T.), déjà utilisées pour analyser le spectre discret nous ont permis d'identifier et d'interpréter les résultats expérimentaux. Nous rappelons ici brièvement les idées de base de ces méthodes.

La méthode de Slater-Condon [30][31] est basée sur l'approximation du champ central. Les énergies des niveaux d'une configuration sont

exprimées en fonction des intégrales de Slater et des constantes de couplage spin-orbite qui sont considérées comme des paramètres que l'on ajuste aux énergies expérimentales. Cette méthode est très bien adaptée à l'étude des configurations bien isolées, c'est-à-dire en général aux configurations les moins excitées d'un spectre. Dans les méthodes de défaut quantique introduites par SEATON [32][33], la notion de configuration est remplacée par celle de voie (qui comprend l'ensemble des niveaux d'une même série ainsi que le continuum adjacent. Ici nous utiliserons la nouvelle formulation de la théorie du défaut quantique présentée par LU et FANO [34][35].

Cette approche collisionnelle permet un traitement unifié des spectres discrets, autoionisés et continus d'un atome, toutes les données de ces spectres s'exprimant en fonction de quelques jeux de paramètres M.Q.D.T.. Cette méthode est particulièrement bien adaptée à l'interprétation des énergies des séries de Rydberg perturbées, les paramètres M.Q.D.T. pouvant être obtenus à partir d'une analyse graphique des spectres. Cette approche permet aussi d'analyser les profils des raies autoionisées.

Les résultats expérimentaux obtenus entre les limites 6s et $5d_{5/2}$ concernent essentiellement des séries de Rydberg $5dn\ell$ (nd, ns, ng) convergeant vers les limites $5d[^2D_{3/2}]$ et $5d[^2D_{5/2}]$. L'identification préliminaire de la plupart des niveaux 5dnd , c'est-à-dire l'attribution de ces niveaux à une valeur de J , a été réalisée par P. CAMUS en utilisant la méthode de S.C.. La variation en $1/n^{*3}$ des paramètres (intégrale de Slater et couplage spin orbite de l'électron externe)

permet de limiter le nombre de paramètres ajustables. Cette approche, qui ne prend pas en compte les perturbations des séries convergeant vers $5d[^2D_{3/2}]$ par les niveaux $5d_{5/2}\,nd$, est apparue comme plus puissante que l'utilisation de la méthode M.Q.D.T. initialement envisagée, méthode qui consistait à identifier les niveaux des configurations 5dnd très excités à partir des paramètres M.Q.D.T. obtenus lors de l'interprétation des configurations 5d6d et 5d7d situées dans le spectre discret. Cependant la M.Q.D.T. est assez peu adaptée à l'étude des niveaux les plus bas des séries de Rydberg et l'extrapolation à partir de ces résultats n'est pas assez précise, et ceci d'autant plus que chaque spectre caractérisé par une valeur de J est traité séparément.

L'approche utilisée par P. CAMUS, basée elle aussi sur la théorie du défaut quantique puisque utilisant des nombres quantiques effectifs, a l'avantage de traiter simultanément tous les niveaux d'une configuration quels que soient leur J et, par suite, d'obtenir une meilleure description des intervalles de structure fine en dehors des zones perturbées. L'analyse M.Q.D.T. des énergies des séries de Rydberg perturbées J=0 et J=4, situées au-dessous de la limite $5d[^2D_{3/2}]$ est indispensable pour affiner les paramètres M.Q.D.T. des séries 5dnd afin de compléter l'identification et l'interprétation des niveaux de J = 1, 2 et 3, en particulier dans les zones perturbées. Cette étude a été réalisée en collaboration avec M. AYMAR. Les résultats sont présentés au paragraphe C.

L'étude du spectre J=0 m'a permis de mettre en évidence définitivement la position du niveau $6p^2\ ^1S_0$ qui présente un profil extrêmement

large, déjà observé par WYNNE et HERMANN [22] et resté sans interprétation. En plus de l'étude des énergies des niveaux, l'analyse des profils effectuée pour la première fois au laboratoire avec le modèle M.Q.D.T. a confirmé cette interprétation et décrit les profils caractéristiques de Fano observés pour les niveaux de 5dnd situés au voisinage de $6p^2\ ^1S_0$. Ces résultats sont présentés au paragraphe C.

Au-dessus de la limite $5d[^2D_{3/2}]$ les séries convergeant vers $5d[^2D_{5/2}]$ ne sont pas perturbées et leur interprétation donnée au paragraphe D a été réalisée en utilisant la théorie du défaut quantique à une voie.

Au-dessus de la limite $5d[^2D_{5/2}]$, les résultats expérimentaux concernent uniquement les configurations 6p7p et 6p8p, premiers termes des séries de Rydberg convergeant vers les limites 6p. L'interprétation des niveaux observés a été effectuée à l'aide de la méthode paramétrique de Slater et Condon et présentée au paragraphe E.

II-B RAPPELS THEORIQUES SUR LA M.Q.D.T..

B-1 Théorie du défaut quantique à une voie (Q.D.T.).

La théorie du défaut quantique à une voie a été introduite par SEATON [33].

On considère un système atomique constitué d'un cœur et d'un

électron externe qui se déplace dans le potentiel créé par l'ion. On suppose que le coeur est constitué de couches fermées et qu'il a l'énergie I , c'est le cas des alcalins.

Les niveaux discrets de l'atome, de parité et de moment angulaire donnés forment une série de Rydberg qui converge vers la limite d'ionisation I . La théorie du défaut quantique introduit la notion de voie : une voie comprend l'ensemble des niveaux discrets appartenant à une série de Rydberg et le continuum adjacent. Par exemple, pour un alcalin, l'ensemble des niveaux $ns\ ^2S_{1/2}$ $(n = \ldots,6,7,\ldots,\infty)$ et $\varepsilon s\ ^2S_{1/2}$ forme une voie (ε est un nombre positif quelconque).

A une distance r , supérieure à une valeur minimale r_0 , l'interaction entre l'ion et l'électron est coulombienne. Les interactions non coulombiennes à courte portée sont prises en compte par l'intermédiaire d'un défaut quantique u faiblement variable avec l'énergie.

A tout état stationnaire excité ou ionisé d'énergie E , on associe un nombre quantique effectif ν par la relation :

$$E = I - \frac{R}{\nu^2} \qquad (1)$$

où R est la constante de Rydberg corrigée de l'effet de masse et I l'énergie de la limite d'ionisation.

Dans le cas d'un état discret, u et ν sont liés par la relation

$$\nu = n - \mu \quad (E < I) \qquad (2)$$

où n est le nombre quantique principal.

Pour r supérieur ou égal à r_0 , la fonction d'onde de l'atome pour

un état discret $(E < I)$ ou un état du continuum $(E > I)$ peut alors s'exprimer en fonction du paramètre μ et de fonctions coulombiennes f et g, respectivement régulières et irrégulières d'expression analytique connues [33]. Elle s'écrit (eq. 2.22, 2.24, 2.25, réf. [33]) :

$$\Psi = \Phi[f(\nu,\ell,r)c - g(\nu,\ell,r)d] \qquad r \geqslant r_0 \quad . \tag{3}$$

Dans cette expression, Φ représente la fonction d'onde du cœur, la partie angulaire de la fonction d'onde de l'électron excité et le couplage angulaire de ces deux fonctions, ℓ est le nombre quantique orbital de l'électron. La condition de continuité en $r = r_0$ donne :

$$c = \cos \pi \mu \quad \text{et} \quad d = \sin \pi \mu$$

d'où $$\Psi = \Phi[f(\nu,\ell,r) \cos \pi \mu - g(\nu,\ell,r) \sin \pi \mu] \quad r \geqslant r_0 \tag{4}$$

Dans le cas d'un état discret, la fonction Ψ tend vers zéro quand r tend vers l'infini. En exprimant cette condition, on trouve : $\sin \pi (\nu + \mu) = 0$, ce qui donne l'équation (2). La fonction d'onde d'un état de continuum présente un déphasage δ par rapport à une fonction purement coulombienne :

$$\delta = \pi \mu \quad (E > I) \quad . \tag{5}$$

Le cas simple que nous venons de traiter suppose qu'il existe un seul état ionique et une seule voie. Dans le cas du baryum, il y a plusieurs états ioniques et plusieurs voies en interaction.

B-2 Théorie du défaut quantique à plusieurs voies.

2a) Définition et formules de base.

On étudie l'interaction de M voies correspondant à N $(N < M)$

limites différentes. Pour définir une voie il est nécessaire de préciser l'état d'énergie de l'ion et de spécifier les moments angulaires de l'ion et de l'électron ainsi que le couplage ion-électron. On introduit deux types de voies particuliers :

- Les M voies "collisionnelles", repérées par l'indice i , correspondent au système ion-électron dissocié. Ces voies sont caractérisées par le couplage jj .

- Les M voies en interaction non coulombienne à courte portée. Il a été montré que le couplage de ces voies est proche du couplage L.S. [29][36].

Les M voies α sont caractérisées par M défauts quantiques μ_α et les voies i et α sont reliées par les éléments de matrices $U_{i\alpha}$ d'une matrice orthogonale. La propriété fondamentale des μ_α et $U_{i\alpha}$ est qu'ils sont faiblement variables avec l'énergie.

Un autre point fondamental du formalisme de Fano et Lu est qu'il n'y a pas de distinction entre les séries perturbées qui convergent vers la première limite I_1 et les niveaux perturbateurs qui appartiennent aux séries convergeant vers les autres limites : toutes les voies y sont équivalentes. A chaque niveau d'énergie on associe M nombres quantiques effectifs par la relation :

$$E = I_i - \frac{R}{\nu_i^2} \qquad i = 1, M \tag{6}$$

où I_i est l'énergie de l'ion dans la voie de dissociation i .

En fait I_i ne peut prendre que N valeurs différentes et la relation (6) est équivalente à (N-1) équations indépendantes qui définissent

une courbe $\mathcal{L}$ dans l'espace des ν_i . La fonction d'onde d'un état excité pour $r > r_0$ peut s'exprimer comme une superposition de fonctions d'onde collisionnelles qui dépendent des fonctions coulombiennes f et g (éq. 2.12 réf. [33]) :

$$\Psi = \sum_{\alpha=1}^{M} \left[\sum_{i=1}^{M} \Phi_i \, f(\nu_i, \ell, r) \, U_{i\alpha} \right] A_\alpha \cos \pi \mu_\alpha$$

$$- \sum_{\alpha=1}^{M} \left[\sum_{i=1}^{M} \Phi_i \, g(\nu_i, \ell, r) \, U_{i\alpha} \right] A_\alpha \sin \pi \mu_\alpha = \sum_{\alpha=1}^{M} \Psi_\alpha \, A_\alpha \quad . \tag{7}$$

Les fonctions Φ_i sont analogues à la fonction Φ introduite dans l'éq. (3). Les coefficients A_α dépendent des conditions asymptotiques quand r tend vers l'infini. Dans le cas d'un niveau discret, la fonction d'onde reste finie quend r tend vers l'infini, ce qui s'écrit :

$$\sum_{\alpha=1}^{M} U_{i\alpha} \, A_\alpha \sin \pi \, (\nu_i + \mu_\alpha) = 0 \qquad (i = 1....M) \quad . \tag{8}$$

La solution non triviale de ces équations se traduit par la condition :

$$\det \left| U_{i\alpha} \sin \pi \, (\nu_i + \mu_\alpha) \right| = 0 \quad . \tag{9}$$

Cette équation définit une surface $\mathcal{S}$ dans l'espace des ν_i . Les interactions de $\mathcal{L}$ et $\mathcal{S}$ définissent les positions théoriques des niveaux. Le calcul M.Q.D.T. permet de plus d'obtenir leur fonction d'onde. Dans le cas d'un niveau discret repéré par le nombre quantique principal n , la fonction d'onde Ψ est la superposition des voies collisionnelles i (ccuplage jj) avec le poids $Zi^{(n)}$

$$Zi^{(n)} = (-1)^{\ell_i + 1} \left[\nu_i^{(n)} \right]^{3/2} \sum_{\alpha} U_{i\alpha} \cos \pi \left[\nu_i^{(n)} + \mu_\alpha \right] \frac{A_\alpha}{N^{(n)}} \tag{10}$$

$N^{(n)}$ est un coefficient de normalisation dont on trouvera l'expression

dans l'article de LEE et LU de 1973 [37] et on obtient les valeurs des coefficients A_α en résolvant l'éq. (8) . Au-dessus de la première limite I_1 , le paramètre ν_1 (6) devient imaginaire, tandis que les ν_i associés aux limites supérieures sont toujours réels.

Soit m_1 le nombre de voies ouvertes, il y a m_1 fonctions propres collisionnelles Ψ_ρ caractérisées par un déphasage $\pi\,\tau_\rho$.

Le système (8) obtenu en tenant compte des conditions aux limites de la fonction Ψ d'un état discret devient maintenant :

$$\sum_{\alpha=1}^{M} U_{i\alpha} \sin \pi \left(-\tau_\rho + \mu_\alpha\right) A_\alpha = 0$$

$$\sum_{\alpha=m_1+1}^{M} U_{i\alpha} \sin \pi \left(\nu_i + \mu_\alpha\right) A_\alpha = 0 \quad .$$

Ce système ne diffère de (8) que par le remplacement de ν_1 par $-\tau_\rho$. Pour chaque valeur de τ_ρ on obtient m_1 valeurs $A_\alpha(\tau_\rho)$ notées A_α^ρ . La densité de force d'oscillateur, dans le cas du spectre autoionisé, peut être représentée comme une superposition des densités de forces d'oscillateur correspondant aux voies collisionnelles ρ

$$\frac{df}{dE} = \sum_{\rho=1}^{m_1} \frac{df^\rho}{dE} = 2(E - E_i) \sum_\rho \left| \sum_\alpha D_\alpha A_\alpha^\rho \right|^2 \Big/ N_\rho \qquad \text{(éq. 2.18 réf.[11])}$$

avec $$N_\rho = \sum_i \left| \sum_\alpha U_{i\alpha} \cos \left(-\tau_\rho + \mu_\alpha\right) A_\alpha^\rho \right|^2$$

où les moments dipolaires $D_\alpha = \int \Psi_\alpha^+ \left(\sum_i Z_i \right) \Psi_i \, dZ$ sont des paramètres lentement variables avec l'énergie. L'étude de la variation de $\frac{df}{dE}$ en fonction de E permet d'analyser les profils des raies autoionisées.

2b) Etude graphique des séries de Rydberg perturbées : graphe de Lu-Fano.

Nous venons de voir que la méthode M.Q.D.T. de Lu et Fano permet d'exprimer les énergies et les fonctions d'onde des niveaux de plusieurs voies en interaction en fonction des défauts quantiques μ_α et des éléments de matrice $U_{i\alpha}$. Ces grandeurs μ_α et $U_{i\alpha}$ faiblement variables avec l'énergie sont considérées comme des paramètres que l'on peut déduire d'une analyse graphique du spectre.

Dans le cas d'une étude à deux limites qui représente le cas le plus simple, nous décrirons brièvement l'intérêt d'une analyse graphique des perturbations. On représente chaque niveau d'énergie E par un point d'abscisse ν_1 et d'ordonnée $-\nu_2$ dans le plan (ν_1,ν_2). Dans le cas de deux limites les équations (6) deviennent :

$$E = I_1 - \frac{R}{\nu_1^2} = I_2 - \frac{R}{\nu_2^2} \quad \text{ou encore} \quad \nu_2 = \frac{\nu_1}{\left[1 - \frac{\nu_1^2(I_1 - I_2)}{R}\right]^{1/2}} .$$

Cette relation définit la courbe $\mathcal{L}$ dans le plan (ν_1,ν_2).
D'autre part, la surface $\mathcal{S}$ dont nous rappelons ici l'expression :

$$\det \left| U_{i\alpha} \sin \pi (\nu_i + \mu_\alpha) \right| = 0 \quad \begin{cases} i = 1....M \\ \alpha = 1....M \end{cases}$$

se réduit à une courbe $\mathcal{C}$ dans le plan (ν_1,ν_2).

Tracer le graphe de Lu-Fano consiste à représenter la courbe dans le carré de côté 1 $[-\nu_1(\text{mod } 1), \nu_2(\text{mod } 1)]$. En effet dans l'éq. (9) on remarque que si les paramètres μ_α et $U_{i\alpha}$ sont indépendants de l'énergie, on peut changer chacun de ν_i en $(n - \nu_i)$. La courbe

est alors parfaitement périodique et on peut restreindre le plan $[-\nu_1,\nu_2]$ au carré de côté 1 $[-\nu_1(\text{mod } 1), \nu_2(\text{mod } 1)]$. C'est une courbe multibranche qui met en évidence la périodicité des diverses séries de Rydberg qui convergent vers I_1 ou I_2 .

La courbe $\mathcal{C}$ est composée :

- d'un segment horizontal sur lequel sont alignés les niveaux convergeant vers I_1 ;
- d'un segment vertical sur lequel sont alignés ceux convergeant vers I_2 .

S'il y a une interaction les deux droites s'évitent (exemple J=0 replié) au lieu de se croiser. On observe alors un écartement des courbes dont l'importance est fonction de l'interaction.

Le tracé d'un graphe passant par les points expérimentaux permet donc de déterminer quelles sont les interactions entre les niveaux du spectre.

Deux types de graphes seront présentés par la suite. D'une part, les graphes ou les valeurs de $\nu\ 5d_{3/2}$ (mod 1) sont portés en fonction des vraies valeurs de $\nu\ 5d_{5/2}$, c'est-à-dire "étalés" , d'autre part, les graphes de Lu-Fano (graphe replié) où les deux valeurs de ν sont considérées mod 1 . Ces derniers graphes cependant ne permettent pas de visualiser la dépendance en énergie des μ_α .

2c) Réalisation pratique de l'ajustement entre les énergies théoriques et expérimentales.

Le calcul M.Q.D.T. consiste ensuite à chercher les valeurs des paramètres qui ajustent au mieux les énergies expérimentales et théoriques.

Les énergies théoriques dépendent des paramètres μ_α et $U_{i\alpha}$, faiblement variables avec l'énergie. Nous négligeons la dépendance en énergie des paramètres $U_{i\alpha}$ et nous ne considérons que celle des défauts quantiques μ_α, supposée linéaire. Nous introduisons donc M paramètres μ_α^1 tels que $\mu_\alpha = \mu_\alpha^0 + \varepsilon\ \mu_\alpha^1$ avec $\varepsilon = \frac{1}{\nu_1^2}$ où ε est l'énergie du niveau, comptée positivement par rapport à la première limite d'ionisation.

La détermination des éléments de matrice $U_{i\alpha}$ est simplifiée en introduisant une base intermédiaire $\bar{\alpha}$ correspondant à des voies de couplage L.S. exact. On écrit alors la matrice :

$$U_{i\alpha} = \sum_{\bar{\alpha}} U_{i\bar{\alpha}}\ V_{\bar{\alpha}\alpha} \quad .$$

La matrice orthogonale $V_{\bar{\alpha}\alpha}$ peut s'exprimer sous la forme d'un produit de $\frac{M(M-1)}{2}$ matrice de rotation θ_{ij} [37]. Une grande partie de l'interaction entre voies se trouve prise en compte par la matrice $U_{i\bar{\alpha}}$ dont les éléments sont connus puisqu'ils correspondent au passage de la base jj à la base L.S. pure.

Les valeurs initiales des μ_α sont fournies par les analyses M.Q.D.T. du spectre discret où se situent les niveaux les plus bas des séries 5dnd (6d et 7d). Il est plus difficile d'obtenir des valeurs initiales pour les paramètres $U_{i\alpha}$ et les angles θ_{ij}. En pratique, on débute le calcul avec tous les angles θ_{ij} nuls, puis on les introduit ensuite un par un en cherchant à voir l'effet de chacun. L'optimisation est ensuite réalisée sur les seuls angles θ_{ij} qui ont une valeur significative.

II-C ETUDE DES ENERGIES ENTRE LES LIMITES $6s[^2S_{1/2}]$ et $5d[^2D_{3/2}]$.

C-1 Etude des énergies du spectre pair 5dnd J=0 du baryum.

1a) Domaine d'étude.

Notre étude expérimentale nous a permis de déterminer l'énergie des niveaux de la série $5d_{3/2}\ nd_{3/2}$ J=0 de n=8 à n=30 et des termes de la série $5d_{5/2}\ nd_{5/2}$ J=0 de n=8 à n=37 . Cependant ici on se limite à $E < I\ 5d_{3/2}$ c'est-à-dire à n=14 pour la série $5d_{5/2}\ nd_{5/2}$. En outre, nous avons déterminé la position du niveau $6p^2\ ^1S_0$. Nous avons aussi inclus dans notre étude les niveaux 5d6d et 5d7d situés au-dessous de la limite 6s .

L'étude du spectre J=0 sans interaction avec $6p^2\ ^1S_0$ a été effectuée par J. J. WYNNE et J. P. HERMANN, réf. [22], en utilisant le jeu des paramètres donné dans le Tableau III. L'étude de ce spectre a été reprise. Tout d'abord, afin d'améliorer les résultats de WYNNE, on a introduit μ variable et une interaction θ_{12} entre $5d_{3/2}$ et $5d_{5/2}$, puis on a ensuite tenu compte d'une interaction avec $6p^2\ ^1S_0$.

1b) Analyse M.Q.D.T. du spectre J=0 sans interaction 5dnd - $6p^2$.

Le spectre 5dnd J=0 du baryum est constitué de deux voies en interaction, $5d[^2D_{3/2}]nd_{3/2}$ et $5d[^2D_{5/2}]nd_{5/2}$, en couplage jj convergeant respectivement vers $5d_{3/2}$ et $5d_{5/2}$. Le jeu optimal de paramètres est réuni dans le Tableau IV. Les niveaux écartés de la minimisation sont les niveaux discrets 6d et 7d et les niveaux $5d_{3/2}\ nd_{3/2}$ $n > 23$ et

$5d_{5/2}\ 14d_{5/2}$. On a introduit pour tenir compte de la variation en énergie des défauts quantiques μ_α des deux séries des paramètres μ_α^1 . La Figure 11 montre la superposition des deux graphes de Lu-Fano obtenue avec le jeu des paramètres de Wynne et le nôtre. On peut noter une amélioration de notre calcul par rapport au calcul effectué par WYNNE qui provient de l'introduction de μ^1 et de l'interaction θ_{12} . On remarque que les niveaux 5d6d et 5d7d , bien que non introduits dans la minimisation, ne s'éloignent cependant pas trop des courbes théoriques. Les écarts ΔE entre énergies expérimentales et calculées sont réunis dans le Tableau V.

1c) Analyse M.Q.D.T. du spectre J=0 avec interaction 5dnd - $6p^2$.

Dans l'étude précédente les écarts ΔE des niveaux situés de part et d'autre du niveau $6p^2\ ^1S_0$ qui est identifié à 44800 ± 30 cm^{-1} sont assez grands, d'où on considère un modèle M.Q.D.T. à trois voies en ajoutant, aux deux voies 5dnd , la voie $6p_{3/2}$ np .

$5d[^2D_{3/2}]\ nd_{3/2}$	$5d[^2D_{5/2}]\ nd_{5/2}$	$6p[^2P_{3/2}]\ np$
$5dnd\ ^3P_0$	$5dnd\ ^1S_0$	$6pnp\ ^1S_0$

Le jeu optimal des paramètres est réuni dans le Tableau VI, le profil de $6p^2\ ^1S_0$ est très large donc la valeur de μ_3 est très imprécise et fixée arbitrairement. Les seuls paramètres laissés variables sont μ_1^0 , μ_2^0 et θ_{23} qui est lié à l'interaction entre $5dnd\ ^1S_0$ et $6p^2\ ^1S_0$. La Figure 12 donne le graphe de Lu-Fano obtenu dans le plan ($\nu_{5d_{5/2}}$, $\nu_{5d_{3/2}}$ (mod 1)). En comparant les deux graphes étalés avec et sans interaction, on remarque que les points expérimentaux sont mieux positionnés

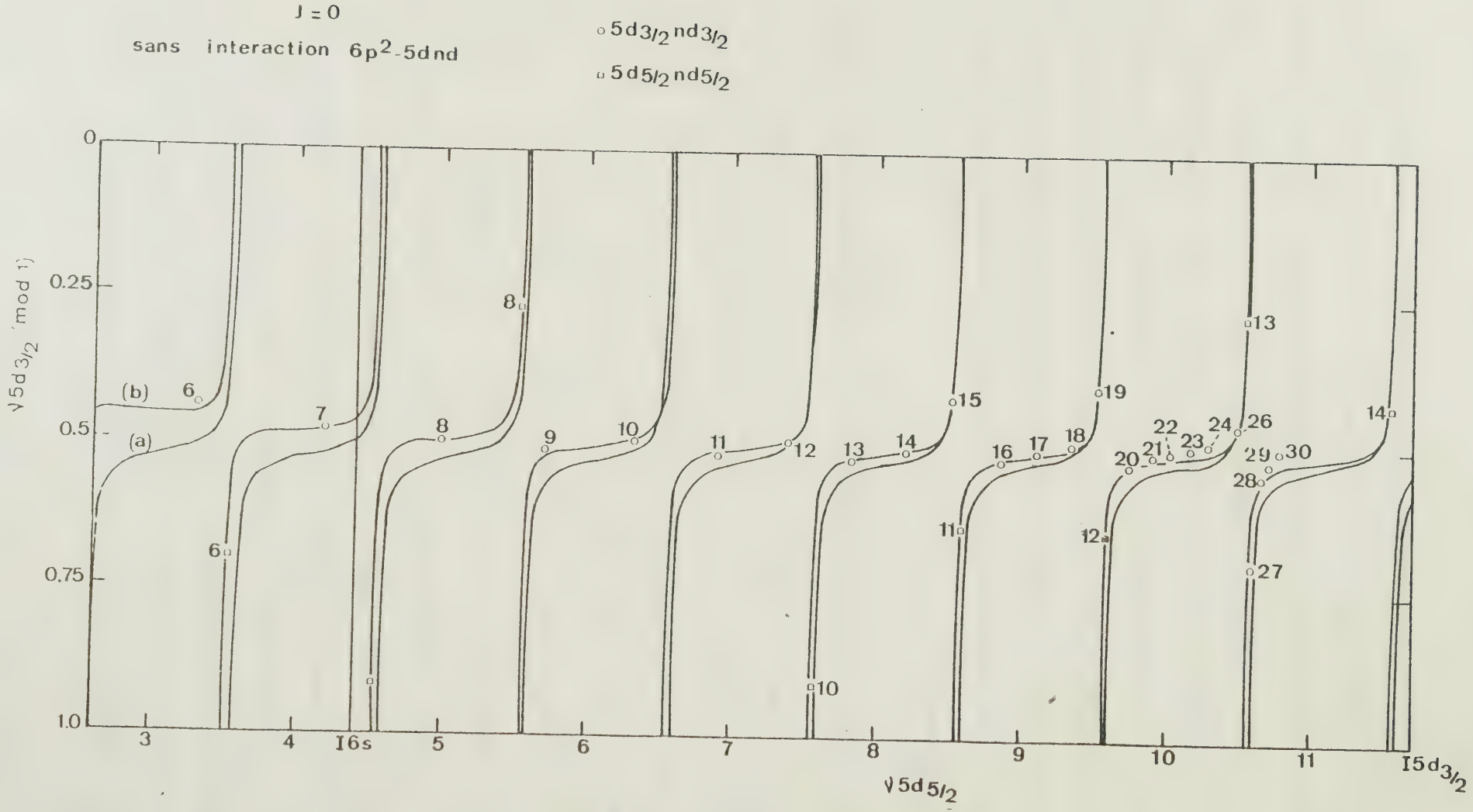

Figure 11 : Graphes de Lu-Fano dans le plan $(\nu_{5d_{5/2}}, \nu_{5d_{3/2}}(\text{mod } 1))$ du spectre J=0 (sans interaction $6p^2$ - 5dnd) .

a) Graphe de Lu-Fano avec les paramètres utilisés par WYNNE.

b) Graphe de Lu-Fano avec nos paramètres.

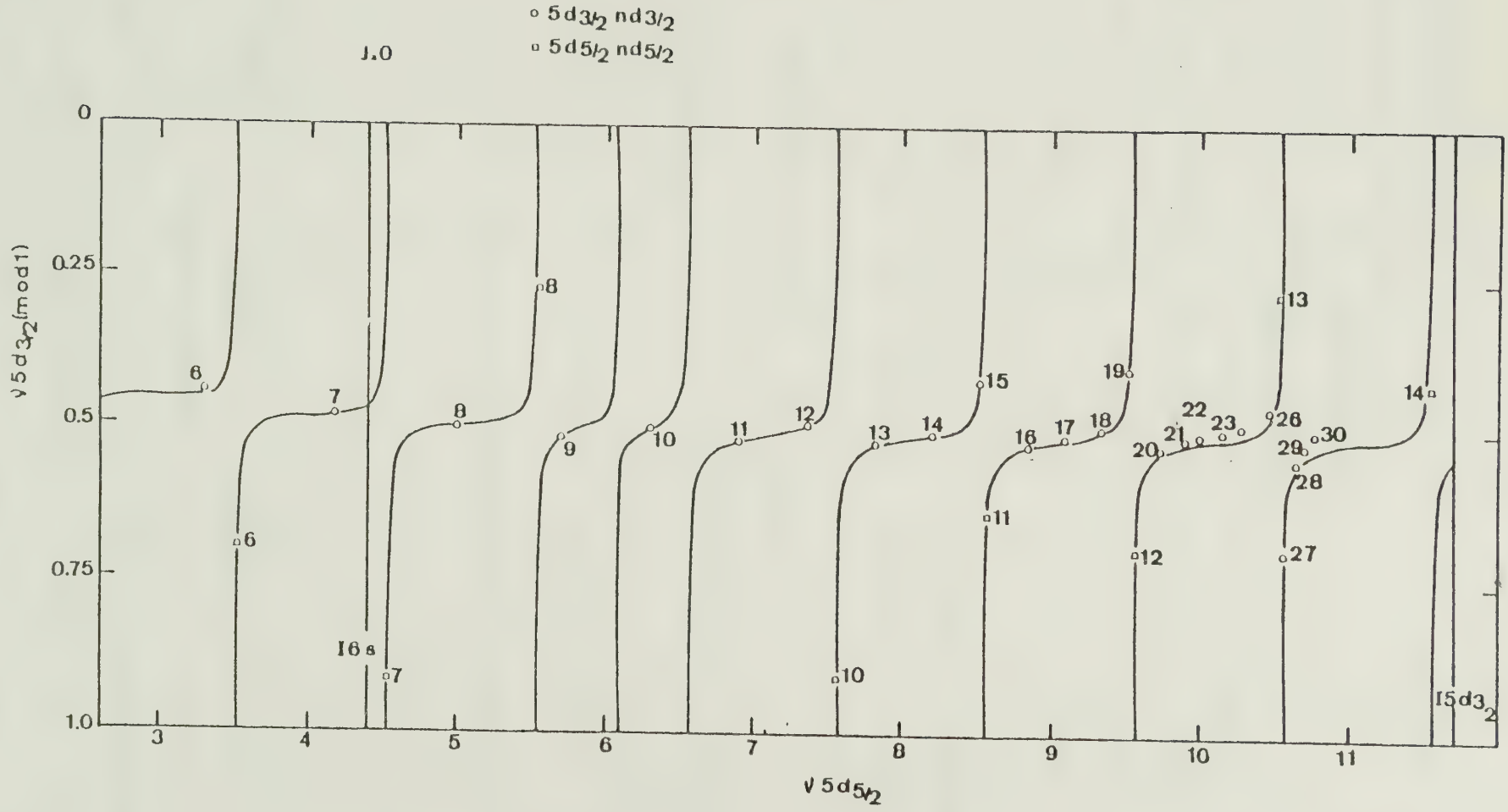

Figure 12 : Graphe de Lu-Fano dans le plan $(\nu_{5d_{5/2}}, \nu_{5d_{3/2}} \text{(mod 1)})$ du spectre J=0 (avec interaction $6p^2 - 5dnd$) .

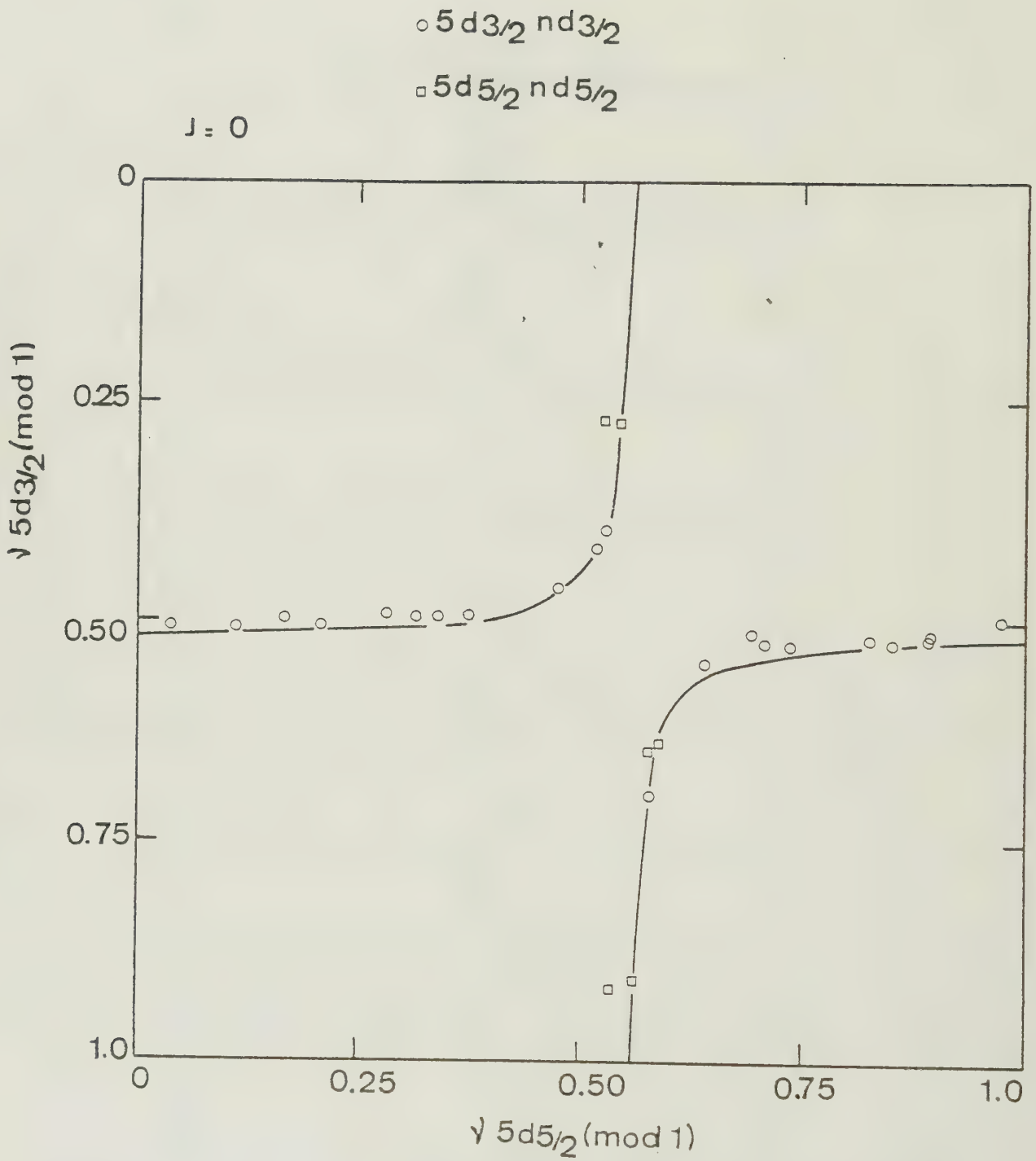

Figure 13 : Graphe de Lu-Fano dans le plan $(\nu_{5d_{5/2}}(\text{mod } 1), \nu_{5d_{3/2}}(\text{mod } 1))$ du spectre J=0 (sans interaction $6p^2$ - 5dnd).

dans ce dernier cas. Les écarts ΔE entre énergies calculées et expérimentales sont réunis dans le Tableau VII.

La périodicité des perturbateurs $5d_{5/2}\ nd_{5/2}$ visible sur ces graphes étalés se voit encore mieux sur la Figure 13 qui représente le graphe replié, c'est-à-dire dans un carré de côté 1. On remarque sur ce graphe que les niveaux $5d_{3/2}\ nd_{3/2}$ sont situés sur une branche horizontale, tandis que les niveaux $5d_{5/2}\ nd_{5/2}$ sont sur une branche verticale, ceci sauf pour des valeurs de $\nu_{5d_{5/2}}$ (mod 1) comprises entre 0.45 et 0.55 où les deux séries se perturbent. L'importance de l'interaction est liée à l'écartement des deux branches. Certains points expérimentaux qui s'écartent de la courbe théorique, pour de faibles valeurs de n, ont une dépendance en énergie qui a été négligée.

Le niveau $5d_{5/2}\ 9d_{5/2}$ reste inconnu, il est localisé dans la zone de perturbation de $6p^2\ ^1S_0$ et la valeur de μ_3, liée à l'énergie de ce dernier, ne permet pas d'en préciser la position théorique.

1d) Fonctions d'ondes. Interprétation des perturbations.

Les coefficients Z_i^2 qui représentent le poids de chaque voie collisionnelle i (couplage jj) dans le développement des fonctions d'ondes des niveaux ont été calculés avec les paramètres du Tableau VI en utilisant l'équation (10). Les valeurs de ces coefficients sont réunies dans le Tableau VIII et montrent que la série $5d_{3/2}\ nd_{3/2}$ est perturbée par les niveaux $5d_{5/2}\ nd_{5/2}$ (de $n=7$ à $n=14$) et par le niveau $6p^2\ ^1S_0$.

Les valeurs de Z_i^2 pour les niveaux $5d_{3/2}\ 15d_{3/2}$, $5d_{3/2}\ 19d_{3/2}$ et $5d_{3/2}\ 27d_{3/2}$ présentent un fort mélange avec les niveaux

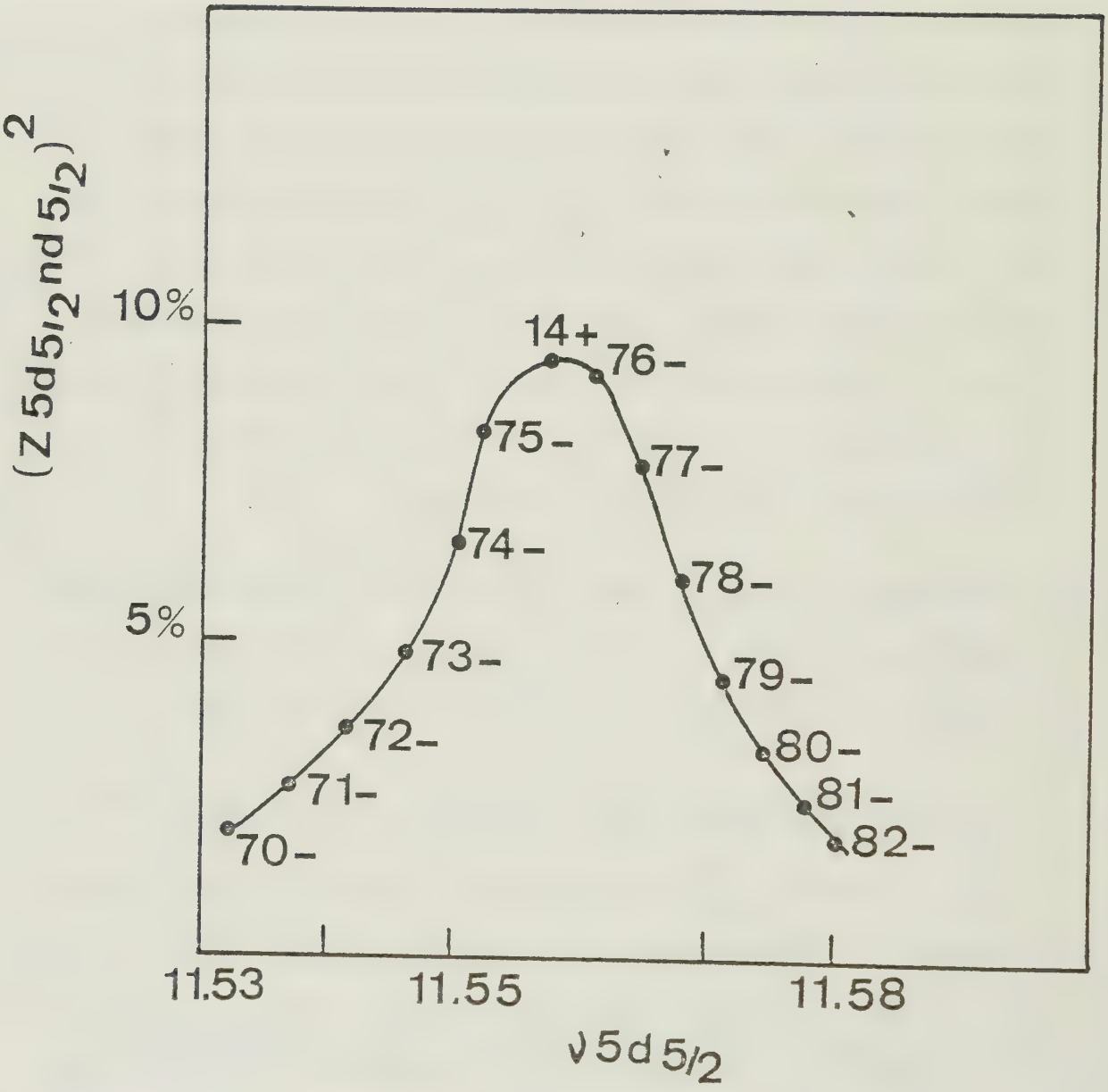

Figure 14 : Mélange du niveau $5d_{5/2}\ 14d_{5/2}$ J=0 avec la fin de la série $5d_{3/2}\ nd_{3/2}$ J=0 .

$5d_{5/2}\ 11d_{5/2}$, $5d_{5/2}\ 12d_{5/2}$ et $5d_{5/2}\ 13d_{5/2}$ respectivement. La fin de la série $5d_{3/2}\ nd_{3/2}$ est perturbée par le niveau $5d_{5/2}\ 14d_{5/2}$ dont l'influence se fait sentir entre les termes n=70 et n=82 comme le montre le graphe de la Figure 14, où l'ordonnée $(Z\ 5d_{5/2}\ nd_{5/2})^2$ est portée en fonction de $\nu_{5d_{5/2}}$.

On note que cette étude donne des résultats comparables à ceux du Tableau IX obtenus dans le modèle pris sans interaction 5dnd - $6p^2\ ^1S_0$.

L'influence du perturbateur $6p^2\ ^1S_0$ se fait faiblement sentir sur les niveaux $5d_{5/2}\ 8d_{5/2}$, $5d_{3/2}\ 9d_{3/2}$, $5d_{3/2}\ 10d_{3/2}$ et $5d_{5/2}\ 9d_{5/2}$ comme le montrent les valeurs Z_i^2 du Tableau VIII.

C-2 Etude des profils du spectre J=0 .

2a) Position du problème.

L'interprétation des énergies des niveaux du spectre J=0 présentée dans le paragraphe précédent a été réalisée en ignorant le couplage des niveaux autoionisés avec le continuum $6s\varepsilon s\ ^1S_0$. Ceci est justifié dans la mesure où les largeurs de la plupart des profils autoionisés observés reste très faible . Cependant, l'étude des profils des raies autoionisées de J=0 présente un intérêt tout particulier pour le niveau $6p^2\ ^1S_0$ qui présente un profil très large dû à un fort couplage avec le continuum $6s\varepsilon s\ ^1S_0$.

A partir des profils enregistrés, soit dans notre expérience utilisant le niveau $5d6p\ ^1P_1$ comme niveau intermédiaire, soit dans l'expérience réalisée par WYNNE et HERMANN [22] on peut tirer un certain nombre

d'informations concernant l'allure des raies autoionisées de $J=0$. Sur la portion du spectre observé entre 44000 et 44950 cm^{-1} par WYNNE et HERMANN est reproduite, sur la Figure 15, le niveau $6p^2\ ^1S_0$ présentant un profil très large ($\simeq 300\ cm^{-1}$) centré à peu près à 44800 cm^{-1}. Le signal correspondant au niveau $5d_{3/2}\ 10d_{3/2}$ se présente non pas comme un pic mais comme un trou creusé dans le profil de $6p^2\ ^1S_0$ du côté des grands nombres d'ondes. De plus, sur cet enregistrement, on voit que les niveaux $5d_{5/2}\ 8d_{5/2}$ et $5d_{3/2}\ 9d_{3/2}$ présentent l'allure caractéristique du profil Fano.

Les deux profils ont des signes opposés, $q < 0$ pour la résonance $5d_{5/2}\ 8d_{5/2}$ et $q > 0$ pour $5d_{3/2}\ 9d_{3/2}$. Le niveau $5d_{5/2}\ 9d_{5/2}$, qui sort du domaine d'énergie publié par les auteurs, est très large comme nous le verrons plus loin sur la Figure 16 et n'a pas été observé dans notre expérience. En effet notre montage expérimental à balayage lent ne permet pas d'enregistrer des profils très larges dans les meilleures conditions ; ce sont toutes ces données expérimentales qui nous ont incité à entreprendre pour la première fois au laboratoire une étude du profil des raies autoionisées avec le modèle M.Q.D.T..

2b) Modèle M.Q.D.T..

Pour réaliser l'étude des profils il faut considérer quatre voies en interactions :

1	2	3	4
$5d[^2D_{3/2}]nd_{3/2}$	$5d[^2D_{5/2}]nd_{5/2}$	$6p[^2P_{3/2}]np$	$6s[^2S_{1/2}]ns$.

L'analyse du spectre discret a été réalisée en ignorant la voie 3 . L'interaction entre les voies 3 et 4 est loin d'être négligeable comme l'indique la grande largeur du profil $6p^2\ ^1S_0$, largeur directement liée à cette interaction. Par ailleurs nous avons déjà signalé dans l'introduction de ce chapitre que les paramètres M.Q.D.T. déterminés à partir du spectre discret ne fournissent pas une très bonne description du spectre autoionisé. Il nous a donc semblé préférable de construire le modèle M.Q.D.T. nécessaire à l'analyse des profils observés dans le spectre autoionisé $J=0$ à partir de celui décrit au paragraphe précédent pour analyser les énergies des niveaux autoionisés. L'introduction de la voie 6sns fait intervenir trois paramètres M.Q.D.T. supplémentaires : un défaut quantique μ_{6s} que nous fixons à la valeur obtenue dans l'étude du spectre discret et deux angles θ_{24} et θ_{34} liés aux interactions entre le continuum 6sεs et les niveaux autoionisés $5dnd\ ^1S_0$ et $6p^2\ ^1S_0$. Les perturbations de la série $6sns\ ^1S_0$ par les niveaux $5d6d\ ^3P_0$, $^1S_0$ et $5d7d\ ^3P_0$ ont été bien décrites en introduisant la valeur de ± 0.2728 pour l'angle θ_{24} , le signe restant indéterminé par l'étude sur les seules énergies. La valeur absolue de l'angle θ_{34} a été ajustée pour rendre compte de la largeur de 300 cm^{-1} du profil $6p^2\ ^1S_0$. La valeur choisie est de 0,2 .

Comme il a été rappelé au paragraphe B, la densité de force d'oscillateur s'exprime non seulement en fonction des paramètres μ_α et $U_{i\alpha}$, mais aussi d'éléments de matrice dipolaire électrique D_α . Afin de ne pas compliquer le modèle, nous introduirons uniquement deux éléments de matrice $D_{\bar{\alpha}}$ pour $\bar{\alpha} = 2$ et 3 . Les éléments de matrice dipolaires D_α

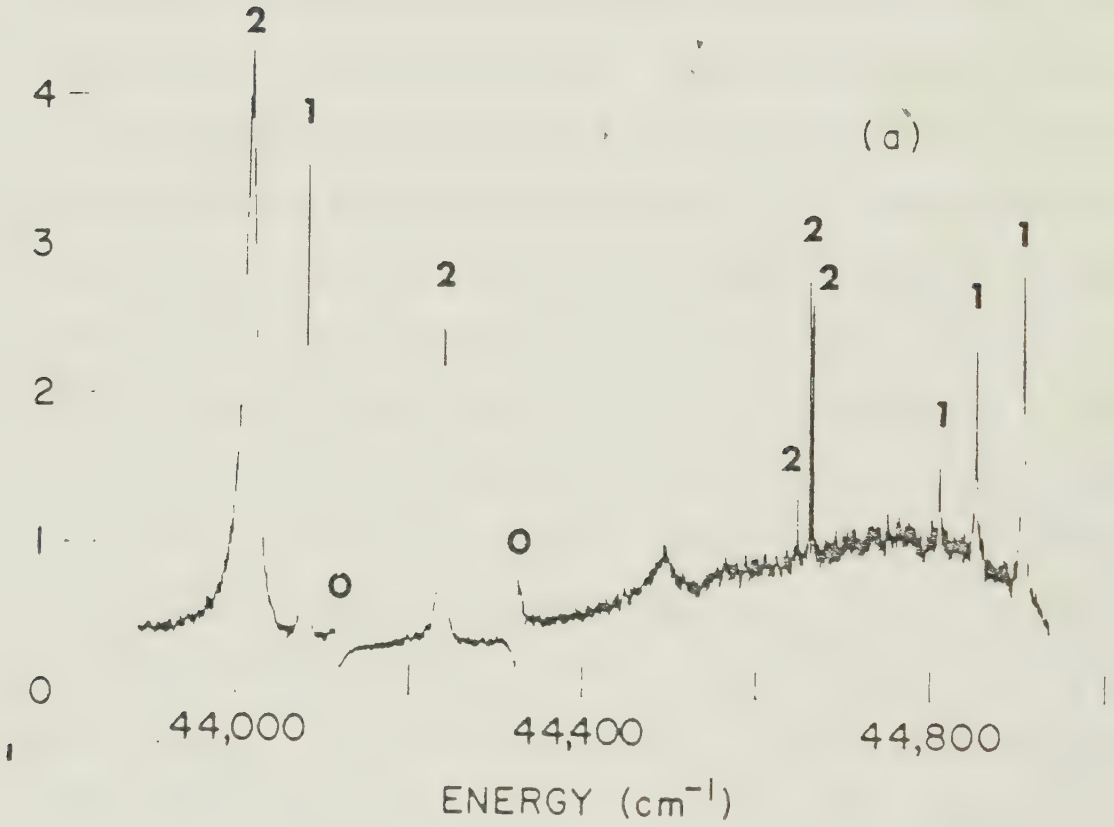

Figure 15

Portion du spectre observé par J. J. WYNNE et J. P. HERMANN [22].

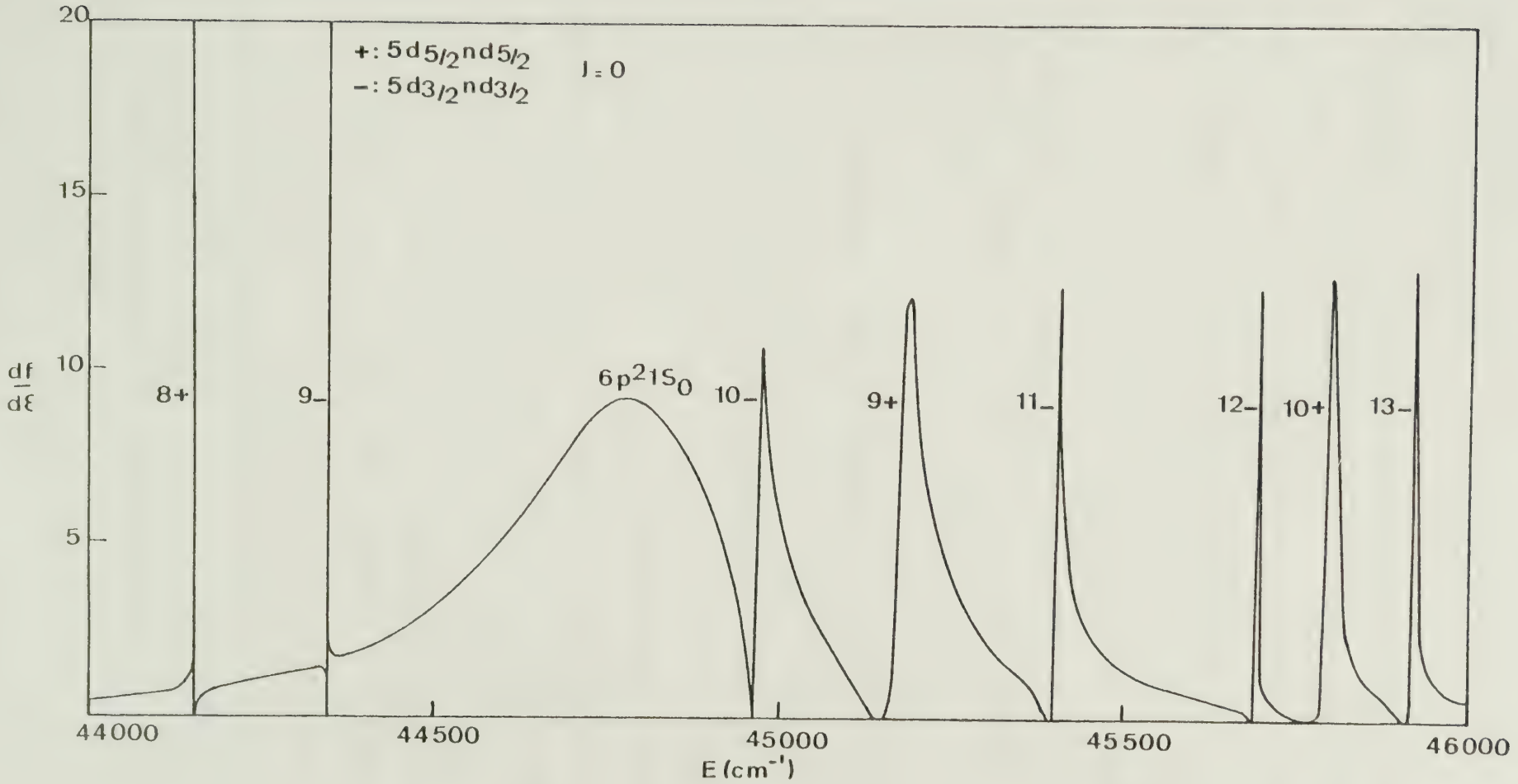

Figure 16 : Densité relative de force d'oscillateur en fonction de l'énergie du spectre J=0.

étant alors déterminés par la relation $D_\alpha = \sum_{\bar{\alpha}} V_{\alpha\bar{\alpha}} D_{\bar{\alpha}}$. De plus, fixons les valeurs de $|D_{\bar{2}}|$ et $|D_{\bar{3}}|$ à 1 . De multiples essais ont été réalisés, correspondant soit aux diverses conbinaisons de signes possibles, soit à des variations d'un paramètre M.Q.D.T., les autres paramètres étant fixés. De nombreux jeux de paramètres nous ont permis de reproduire le trou creusé par le niveau $5d_{3/2}\ 10d_{3/2}$ dans le profil de $6p^2\ ^1S_0$ et de montrer que le signe du paramètre q de Fano associé aux raies autoionisées $5d_{5/2}\ 8d_{5/2}$ et $5d_{3/2}\ 9d_{3/2}$ était extrêmement sensible aux signes et aux variations de certains paramètres et tout particulièrement à la valeur de l'angle θ_{23} qui mesure l'interaction entre le niveau $6p^2\ ^1S_0$ et la voie $5dnd\ ^1S_0$.

Le jeu des paramètres permettant d'obtenir la meilleure description des profils du spectre autoionisé de J=0 est donné dans le Tableau X. Compte tenu du trop grand nombre de paramètres dans l'étude théorique de la densité des forces d'oscillateur et du manque de données quantitatives on n'a pas cherché à affiner l'accord théorie-expérience correspondant aux intensités relatives des pics. La densité des forces d'oscillateur entre 44000 et 46000 cm^{-1} est tracée sur la Figure 16. Les profils obtenus pour les niveaux $5d_{5/2}\ 8d_{5/2}$, $5d_{3/2}\ 9d_{3/2}$, $6p^2\ ^1S_0$, $5d_{3/2}\ 10d_{3/2}$ et $5d_{5/2}\ 9d_{5/2}$ sont assez bien décrits et comparables aux observations faites par WYNNE et HERMANN. Cette étude a montré la très grande sensibilité des fonctions d'onde aux petites variations des paramètres M.Q.D.T. rendant plus difficile la reproduction des profils de Fano où interviennent des phénomènes d'interférences. Il apparaît donc aussi que les anomalies de profils observées dans le spectre autoionisé de J=0 publié

par WYNNE et HERMANN dès 1979 étaient en grande partie dues à la présence du niveau $6p^2\ ^1S_0$.

C-3 Etude du spectre pair 5dnd J=4 du baryum.

3a) Domaine d'étude.

Notre étude expérimentale nous a permis de déterminer les énergies des niveaux de la série $5d_{3/2}\ nd_{5/2}$ de n=8 à n=45 , les termes de la série $5d_{5/2}\ nd_{3/2}$ de n=8 à n=24 et les membres de la série $5d_{5/2}\ nd_{5/2}$ de n=8 à n=28 . Cependant, ici on se limite à $E < I\ 5d_{3/2}$, c'est-à-dire, pour la série $5d_{5/2}\ nd_{3/2}$ à une valeur de n égale à 13 et à une valeur de n égale à 14 pour la série $5d_{5/2}\ nd_{5/2}$.

La série $5d_{5/2}\ nd_{3/2}$ convergeant vers la limite $5d_{3/2}$ est perturbée par deux séries $5d_{5/2}\ nd_{3/2}$ et $5d_{5/2}\ nd_{5/2}$ qui convergent vers la limite $5d_{5/2}$.

3b) Analyse M.Q.D.T. du spectre J=4 .

Le spectre J=4 du baryum a été étudié avec 3 voies :

$5d[^2D_{3/2}]\ nd_{5/2}$	$5d[^2D_{5/2}]\ nd_{3/2}$	$5d[^2D_{5/2}]\ nd_{5/2}$
$5dnd\ ^3G_4$	$5dnd\ ^3F_3$	$5dnd\ ^1G_4$

Le jeu optimal des paramètres est réuni dans le Tableau XI.
La matrice $V(3\times3)$ dépend de 3 angles ; on peut obtenir une analyse correcte du spectre J=4 en fixant $\theta_{13} = 0$ et en ajustant les deux autres.

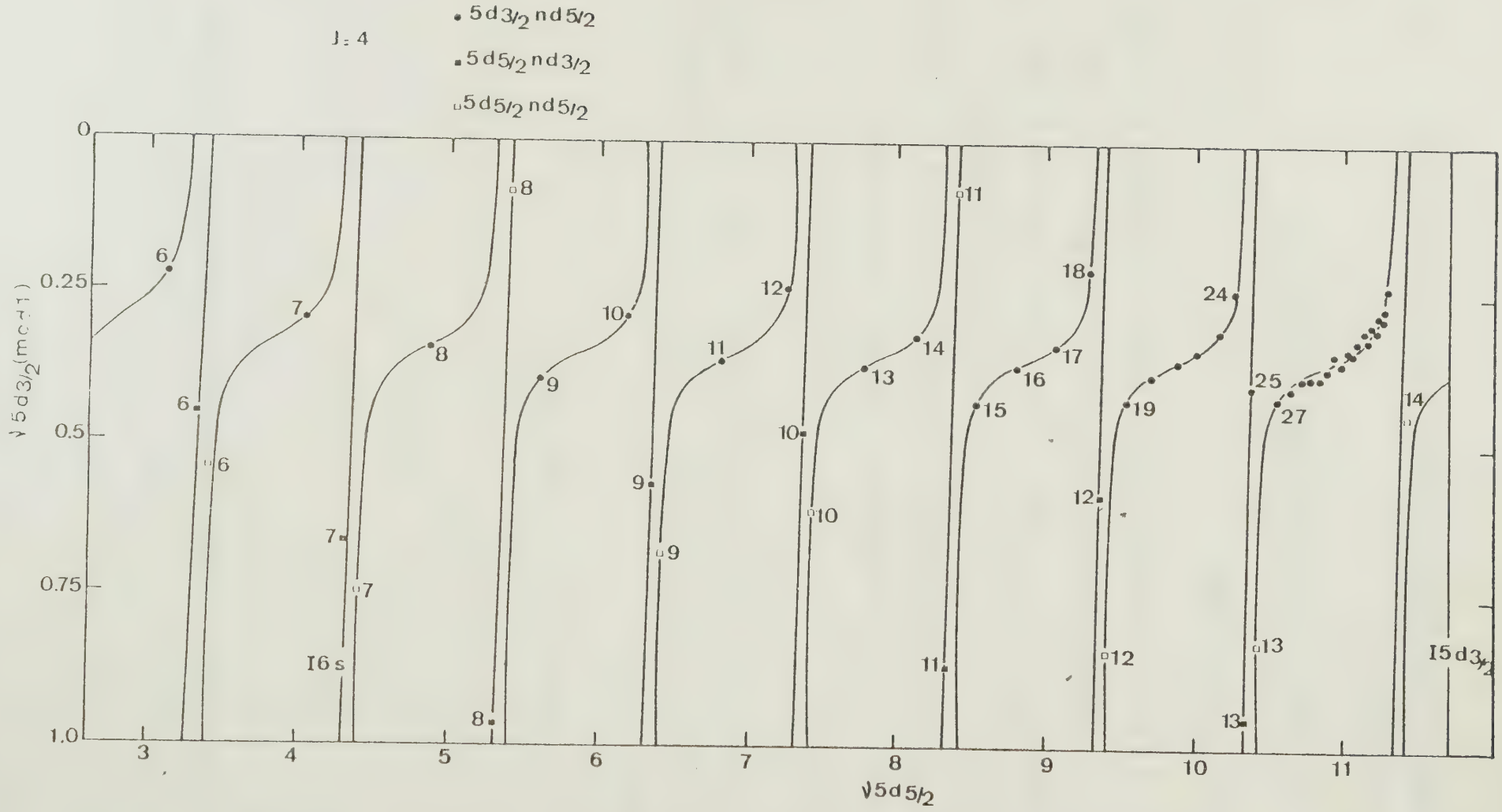

Figure 17 : Graphe de Lu-Fano dans le plan $(\nu_{5d_{5/2}}, \nu_{5d_{3/2}} \text{ (mod 1)})$ des niveaux pairs J=4 au-dessous de la limite $5d_{3/2}$.

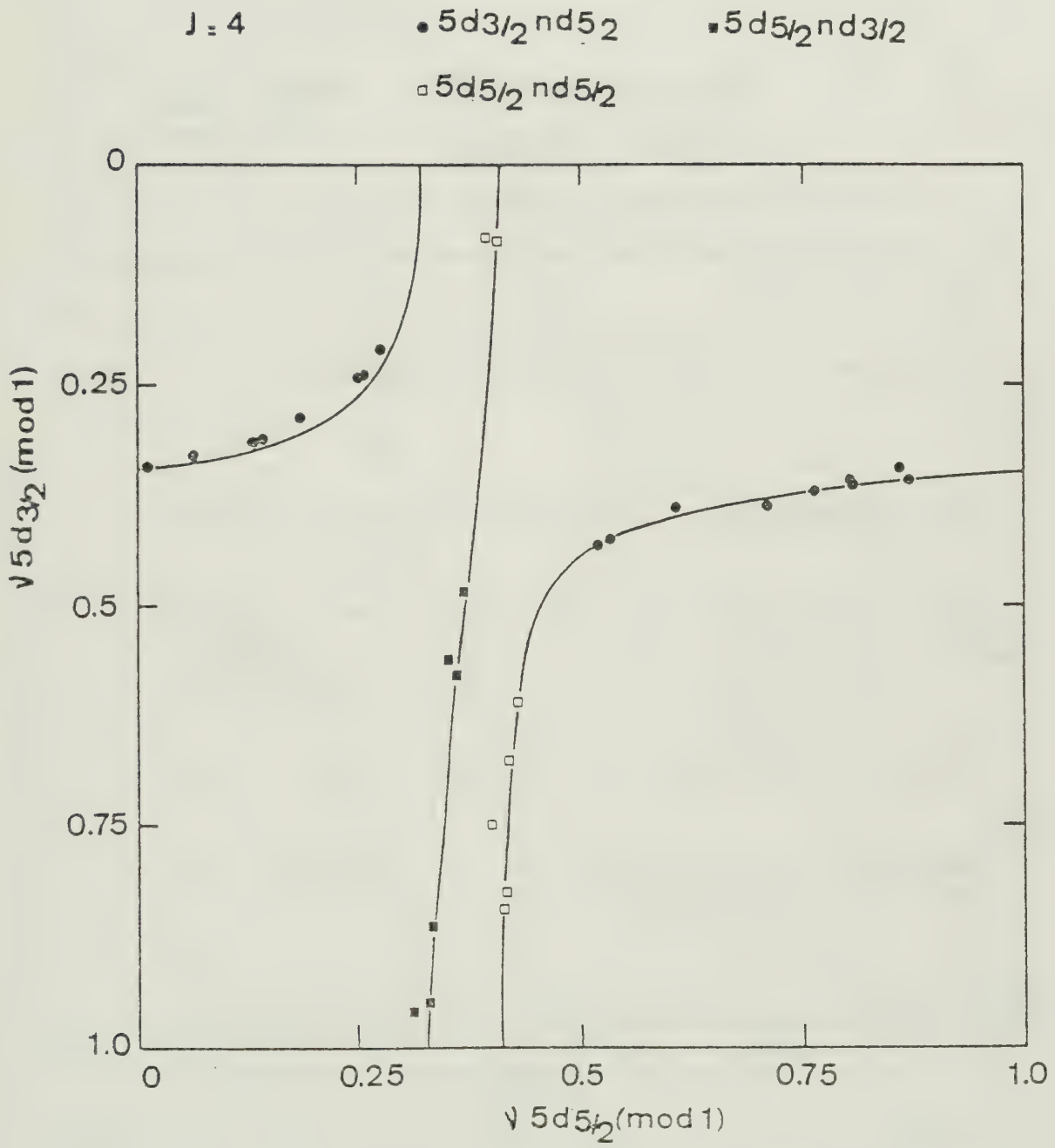

Figure 18 : Graphe de Lu-Fano dans le plan

$(\nu_{5d_{5/2}} \text{ (mod 1)} , \nu_{5d_{3/2}} \text{ (mod 1)})$ du spectre J=4 .

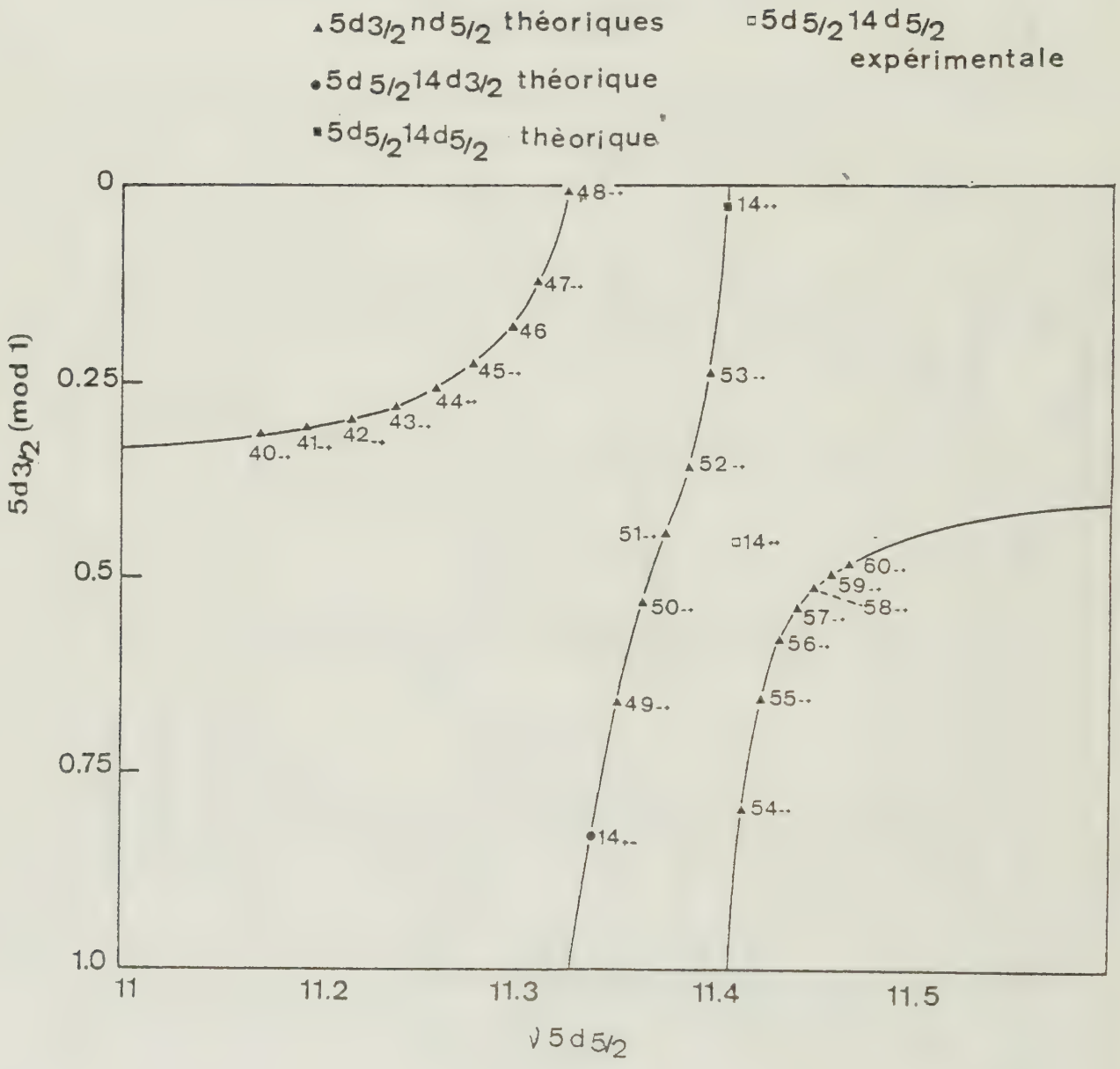

Figure 19 : Graphe de Lu-Fano dans le plan $(\nu_{5d_{5/2}}, \nu_{5d_{3/2}} \text{ (mod 1)})$ du spectre J=4 de part et d'autre du perturbateur $5d_{5/2}\ 14d_{5/2}$.

Les Figures 17 et 18 donnent respectivement les graphes étalé ($\nu_{5d_{5/2}}$, $\nu_{5d_{3/2}}$(mod 1)) et replié ($\nu_{5d_{5/2}}$(mod 1) , $\nu_{5d_{3/2}}$(mod 1)). Ce dernier tient compte de la périodicité de la perturbation. Sur la Figure 18 on constate qu'aucun point expérimental ne s'écarte de façon importante de la courbe $\mathcal{C}$ théorique obtenue à partir du jeu optimal des paramètres donnés dans le Tableau XI. Les écarts ΔE entre énergies calculées et expérimentales sont réunis dans le Tableau XII. On remarque que les points expérimentaux correspondant aux niveaux $5d_{3/2}\ nd_{5/2}$ $n > 24$ ainsi que le niveau $5d_{5/2}\ 14d_{5/2}$ qui ont été écartés lors de la minimisation des positions, ne s'écartent pas des courbes théoriques.

3c) Fonctions d'ondes. Interprétation des perturbations.

Les coefficients Z_i^2 qui représentent le poids de chaque voie collisionnelle i (couplage jj) dans le développement des fonctions d'onde des niveaux ont été calculés avec les paramètres du Tableau XI. Les valeurs de ces coefficients sont réunies dans le Tableau XIII.

La série $5d_{3/2}\ nd_{5/2}$ est perturbée par les niveaux des séries $5d_{5/2}\ nd_{3/2}$ et $5d_{5/2}\ nd_{5/2}$ (de n=8 à n=14).

Les valeurs des coefficients Z_i du Tableau XIII indiquent que, loin des perturbations, le couplage est jj , qu'une forte interaction existe entre $5d_{5/2}\ nd_{3/2}$ et $5d_{3/2}\ nd_{5/2}$. Les niveaux $5d_{5/2}\ nd_{5/2}$, quant à eux, sont peu mélangés.

Le graphe de Lu-Fano de la Figure 19 représente la fin de la série $5d_{3/2}\ nd_{5/2}$ de part et d'autre du perturbateur $5d_{5/2}\ 14d_{5/2}$. Bien

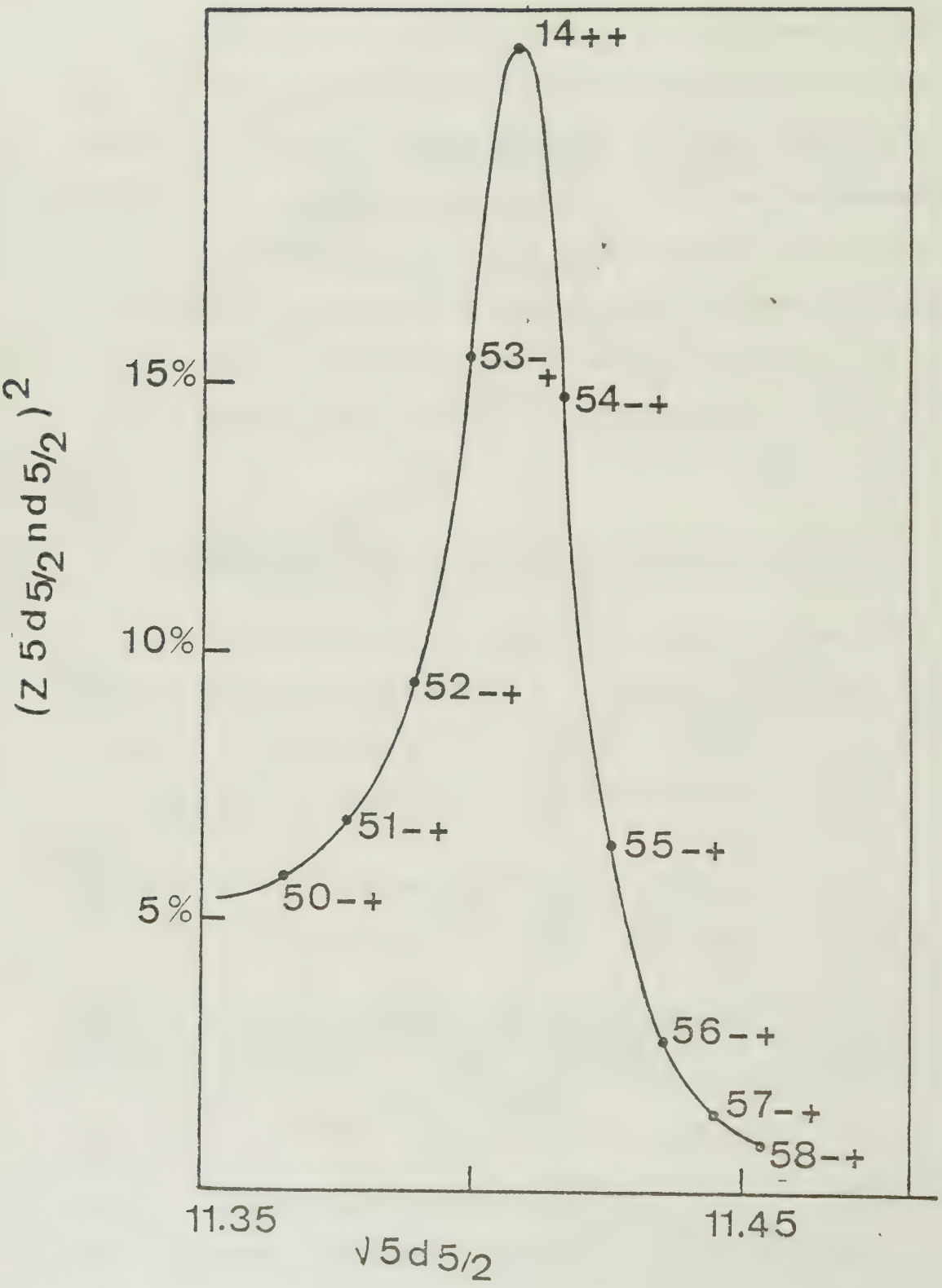

Figure 20 : Mélange du niveau $5d_{5/2}\ 14d_{5/2}$ avec les niveaux de la fin de la série $5d_{3/2}\ nd_{5/2}$.

que le point correspondant au niveau expérimental semble s'écarter considérablement de la courbe théorique, l'écart en énergie entre valeur théorique et expérimentale n'est que de 0,7 cm^{-1} . L'influence de la perturbation due au niveau $5d_{5/2}\ 14d_{5/2}$ se fait sentir sur les niveaux $5d_{3/2}\ nd_{5/2}$ de valeur de n allant de 50 à 55, comme le montre le graphe de la Figure 20.

C-4 Etude des spectres pairs J = 1, 2 et 3 du baryum.

4a) Domaine d'étude.

Pour chaque valeur de J , deux séries $5d_{3/2}\ nd_{3/2}$ et $5d_{3/2}\ nd_{5/2}$ sont observées jusqu'à une valeur de n égale à 22 ou plus ; elles sont perturbées par deux séries $5d_{5/2}\ nd_{3/2}$ et $5d_{5/2}\ nd_{5/2}$ dont tous les niveaux ($n \leqslant 14$) situés au-dessous de la limite $5d[^2D_{3/2}]$ sont connus. De plus, les deux séries $5d_{3/2}$ ns J = 1 et 2 ont été observées jusqu'à n=35 et 28 respectivement ainsi que les termes de la série $5d_{5/2}$ nd J=3 ($n \leqslant 15$) situés au-dessous de la limite $I_{5d_{3/2}}$.
La série $5d_{5/2}$ ns J=2 est inconnue.
Les énergies de tous ces niveaux sont réunies dans le Tableau donné en Annexe.

4b) Analyse M.Q.D.T. des spectres J = 1, 2 et 3.

Il est apparu nécessaire d'introduire l'interaction 5dnd - 5dns , soit cinq channels pour J = 1 et 3 et six channels pour J=2 .

Les jeux de paramètres sont réunis dans les Tableaux XIV, XV et XVI.

Les Figures 21, 22, 23 donnent les graphes étalés de Lu-Fano dans le

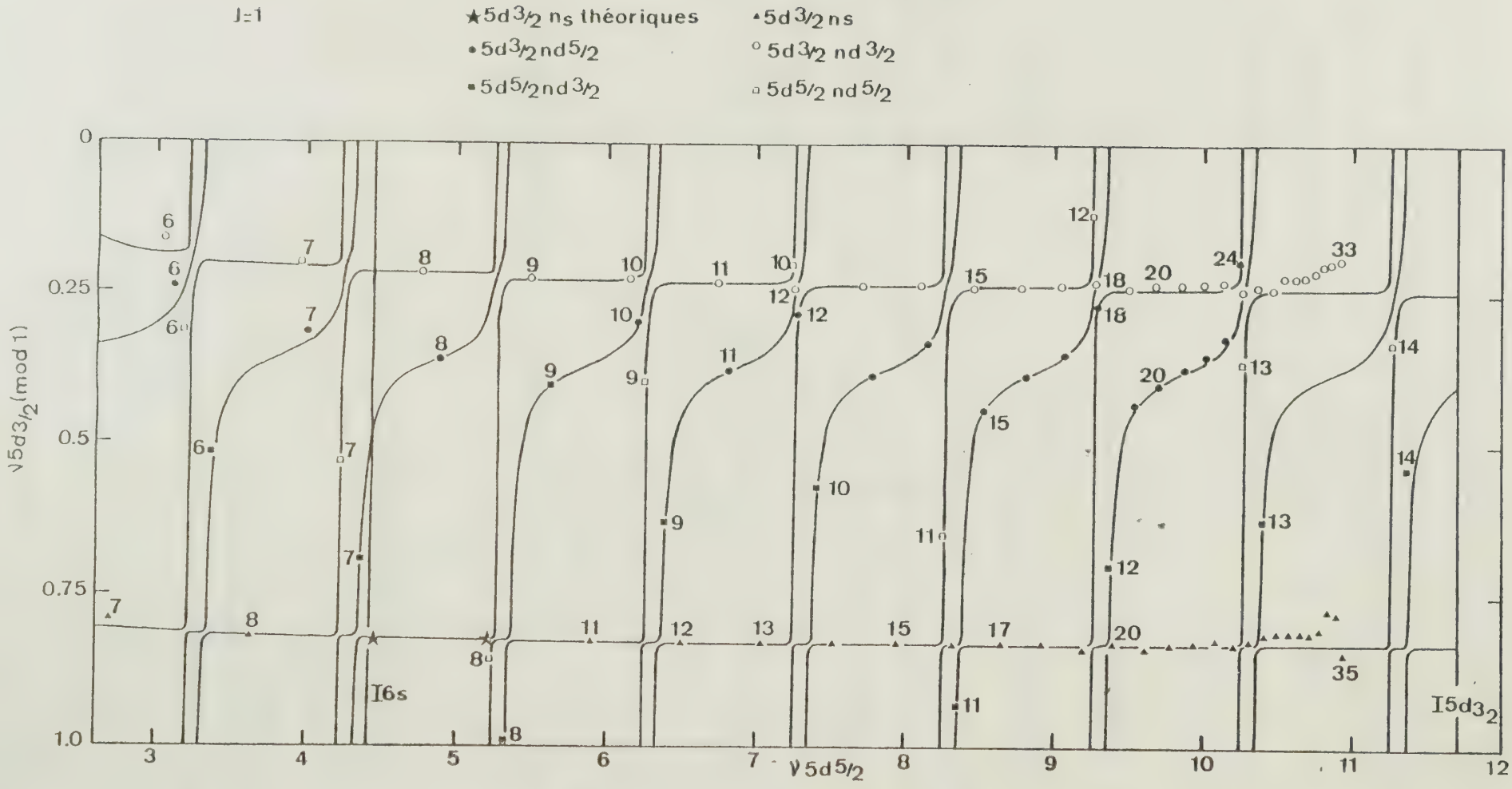

Figure 21

Graphe de Lu-Fano dans le plan $(\nu_{5d_{5/2}}, \nu_{5d_{3/2}} \text{ (mod 1)})$ des niveaux pairs J=1 au-dessous de la limite $5d_{3/2}$.

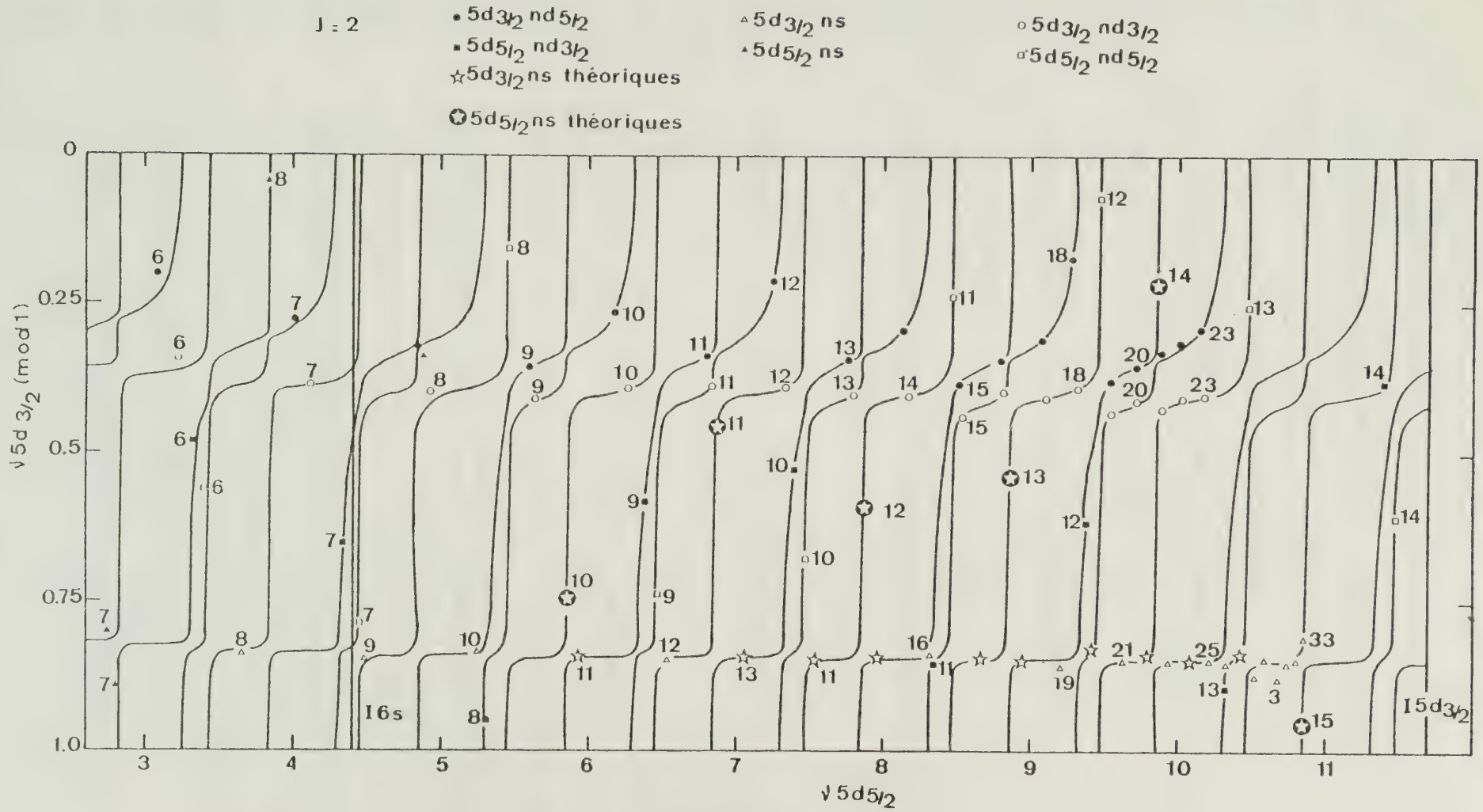

Figure 22

Graphe de Lu-Fano dans le plan $(\nu_{5d_{5/2}}, \nu_{5d_{3/2}} \text{ (mod 1)})$ des niveaux pairs J=2 d'énergie inférieure à I $5d_{3/2}$.

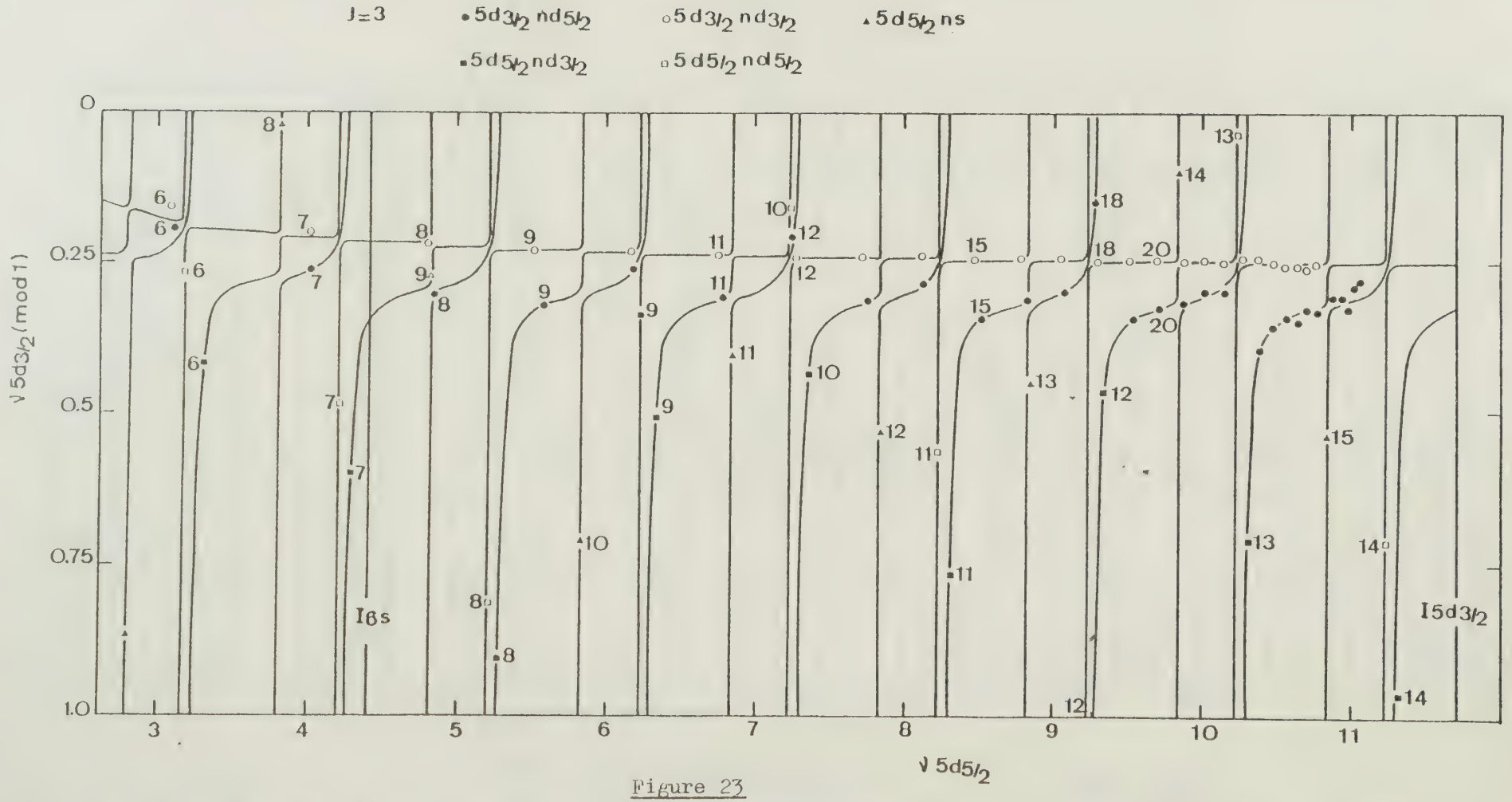

Figure 23

Graphe de Lu-Fano dans le plan $(\nu_{5d_{5/2}}, \nu_{5d_{3/2}} \text{ (mod 1)})$ des niveaux pairs J=3 au-dessous de la limite $5d_{3/2}$.

plan $(\nu_{5d_{5/2}}, \nu_{5d_{3/2}} \text{(mod 1)})$. On remarque qu'aucun point ne s'écarte de façon importante des courbes théoriques. Même les niveaux écartés de la minimisation : 5d6d et 5d7d du spectre discret, 5dnd pour $n > 23$ et $5d_{5/2}$ 14d s'écartent peu des courbes.

Les Figures 24, 25, 26 donnent les graphes repliés qui tiennent compte de la périodicité des perturbateurs.

Nous allons faire quelques remarques concernant les trois spectres.

- Interaction interne aux configurations 5dnd .

Dans les spectres $J = 1$ et 3 les interactions se ressemblent comme on peut le voir sur les graphes repliés, Figures 24 et 26.
L'ordre des séries est le même en dehors d'une perturbation. Soit, en énergie croissante : $5d_{3/2}\,nd_{3/2}$, $5d_{3/2}\,nd_{5/2}$, $5d_{5/2}\,nd_{5/2}$ puis $5d_{5/2}\,nd_{3/2}$.
Comme le montrent les graphes repliés des Figures 24 et 26, les séries $5d_{3/2}\,nd_{3/2}$ et $5d_{5/2}\,nd_{5/2}$ sont très peu perturbées, les points expérimentaux s'écartent très peu dans la zone de croisement des branches horizontale pour $5d_{3/2}\,nd_{3/2}$ et verticale pour $5d_{5/2}\,nd_{5/2}$. Au contraire, les niveaux appartenant aux séries $5d_{3/2}\,nd_{5/2}$ et $5d_{5/2}\,nd_{3/2}$ sont fortement mélangés car les deux branches s'écartent très fortement, signe d'une importante perturbation. Cette perturbation inverse d'ailleurs l'ordre des niveaux $J=1$ et $J=3$ respectivement pour la valeur de n égale à 24 et 18 comme on peut le voir sur les Figures 21 et 23.
Pour les niveaux $J=2$ l'ordre des séries est différent : $5d_{3/2}\,nd_{5/2}$,

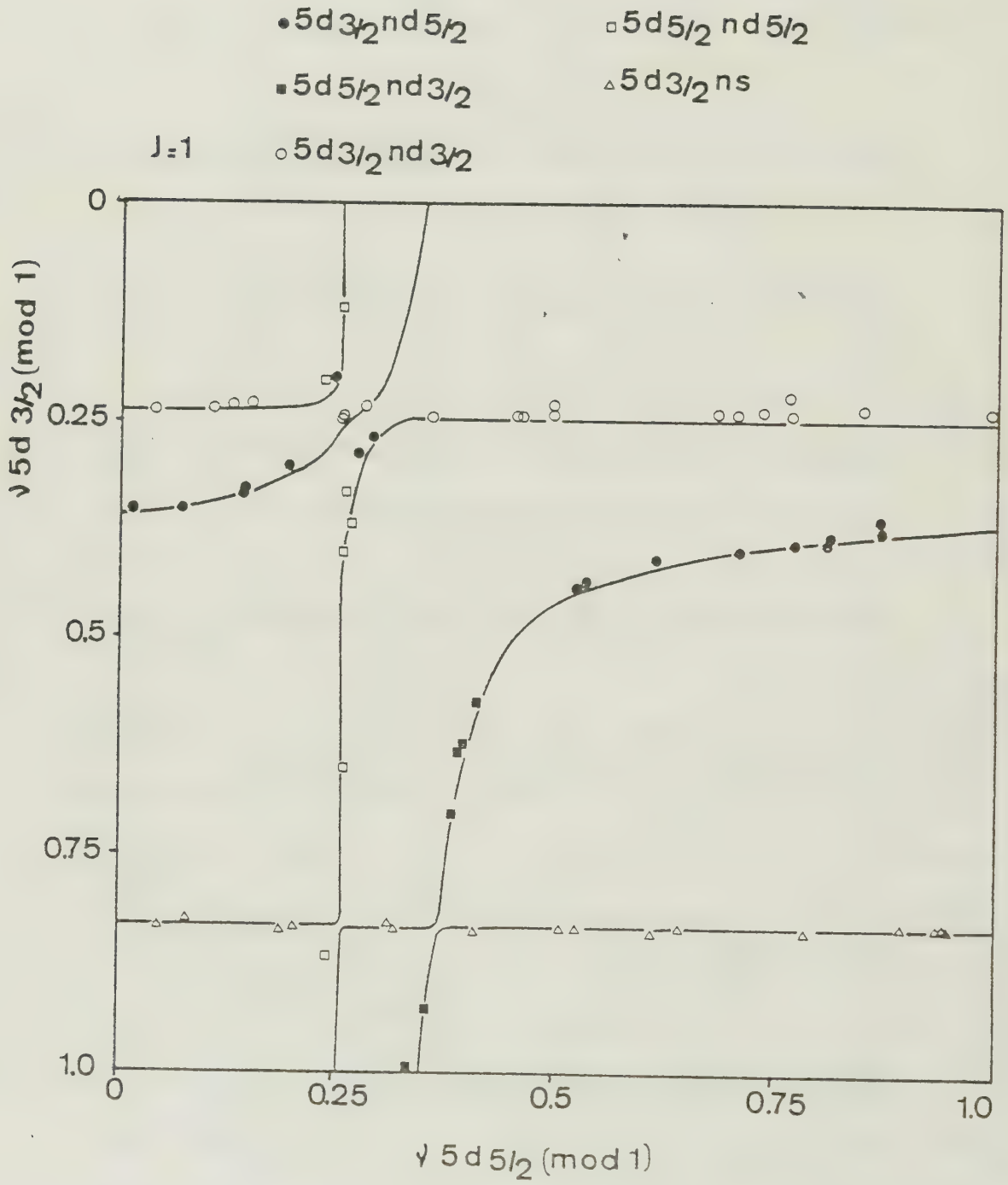

Figure 24 : Graphe de Lu-Fano dans le plan $(\nu_{5d_{5/2}} \text{(mod 1)}, \nu_{5d_{3/2}} \text{(mod 1)})$ du spectre J=1 .

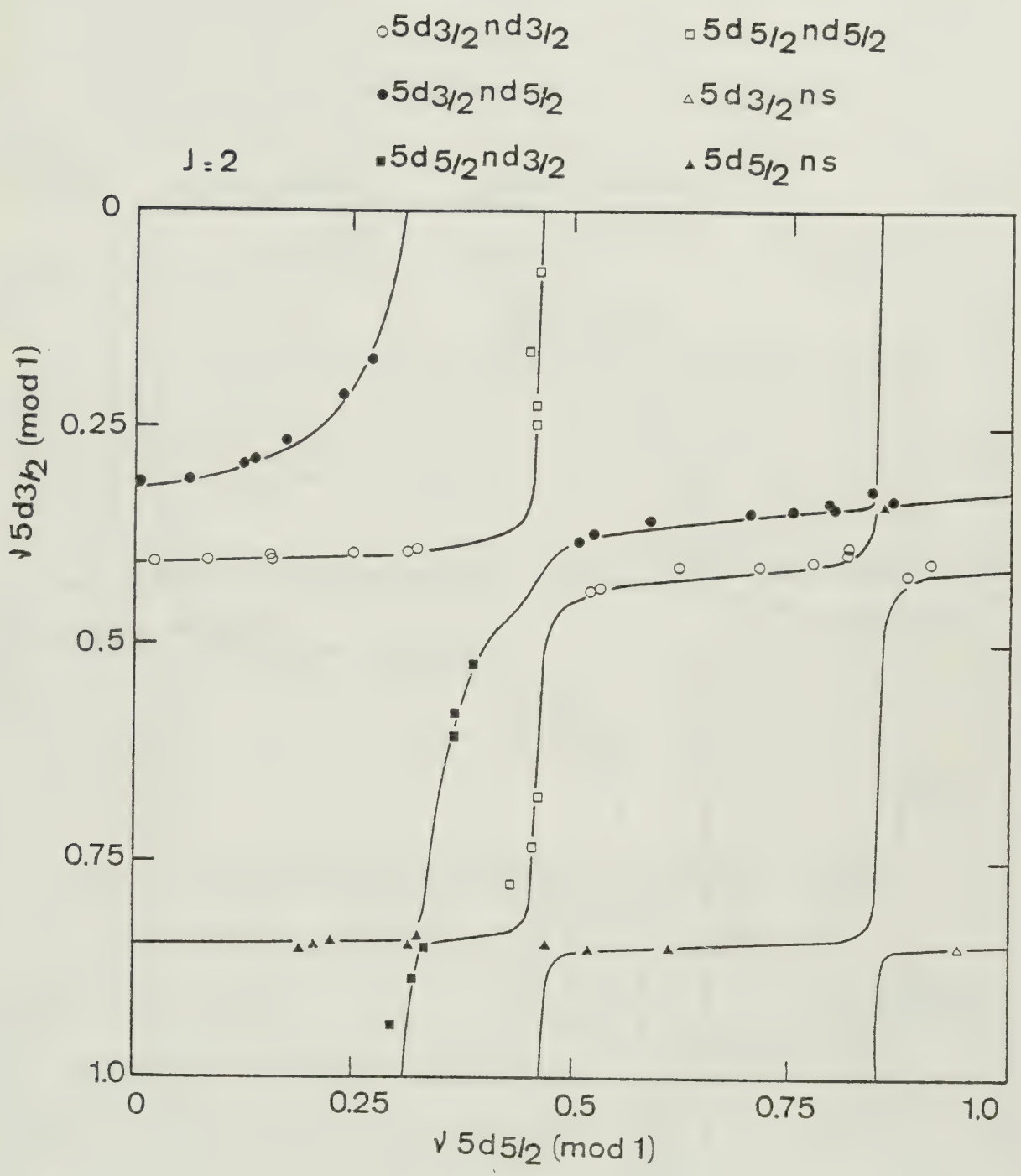

Figure 25 : Graphe de Lu-Fano dans le plan

$(\nu_{5d_{5/2}} \text{ (mod 1)} , \nu_{5d_{3/2}} \text{ (mod 1)})$ du spectre J=2 .

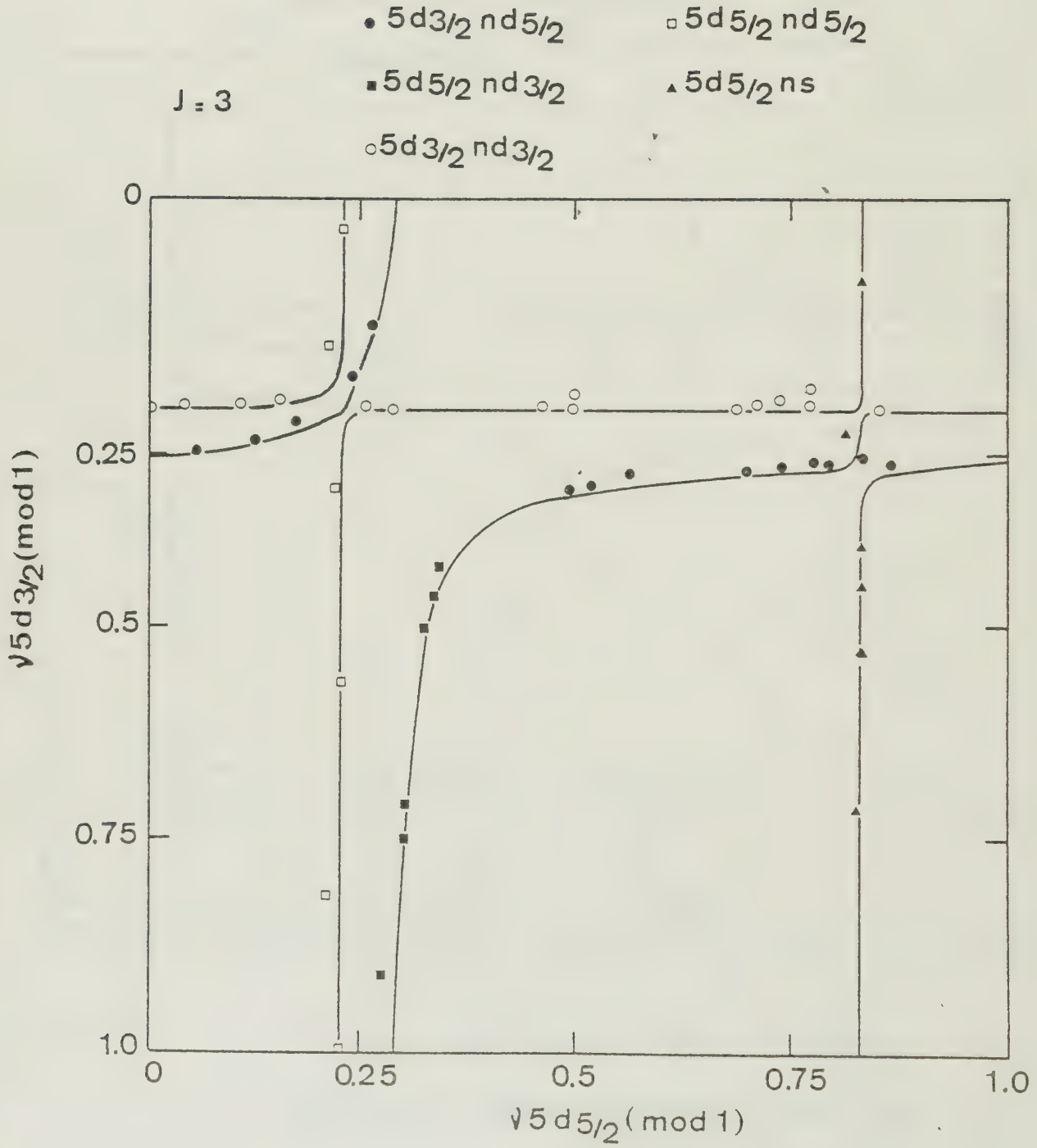

Figure 26 : Graphe de Lu-Fano dans le plan

$(\nu_{5d_{5/2}} \text{ (mod 1)} , \nu_{5d_{3/2}} \text{ (mod 1)})$ du spectre J=3 .

$5d_{3/2}\,nd_{3/2}$, $5d_{5/2}\,nd_{3/2}$ puis $5d_{5/2}\,nd_{5/2}$. Les séries $5d_{3/2}\,nd_{5/2}$ et $5d_{5/2}\,nd_{3/2}$ sur le graphe réduit de la Figure 25 présentent une très forte perturbation comme pour les valeurs de J égales à 1 et 3, tandis que les séries $5d_{3/2}\,nd_{3/2}$ et $5d_{5/2}\,nd_{5/2}$ sont plus fortement mélangées que sur les graphes précédents.

- Interaction entre 5dnd et 5dns .

Pour la valeur de J égale à 2, la courbe théorique montre une interaction assez forte entre $5d_{5/2}\,ns_{1/2}$ et $5d_{3/2}\,nd_{3/2}$ bien qu'aucun niveau observé de la série $5d_{5/2}\,ns_{1/2}$ ne vienne étayer ce résultat (par exemple, on peut le voir aisément sur la Figure 22 pour les niveaux de $5d_{5/2}\,13s_{1/2}$, $5d_{3/2}\,16d_{3/2}$ et $5d_{3/2}\,17d_{3/2}$ aux environs de $\nu_{5d_{5/2}}$ de l'ordre de 8,9).

Pour les spectres J égal à 3 et 1, l'interaction $5d_{5/2}\,ns_{1/2}$ - $5d_{3/2}\,nd_{5/2}$ est de plus en plus faible comparée à celle du spectre J égal à 2.

C-5 Comparaison des défauts quantiques μ_α^0 obtenus pour les six spectres J = 0, 1, 2, 3, 4 et 5 du baryum.

Sur la Figure 27(a) on a porté les valeurs des défauts quantiques μ_α^0 obtenus pour les voies de close coupling 5dnd dans l'analyse M.Q.D.T. des spectres autoionisés de J allant de 0 à 5. Le spectre de J égal à 5 est traité dans le paragraphe suivant. Pour un triplet de valeur de L donnée est quasiment indépendant de la valeur de J , comme le montre l'alignement des différents triplets de la Figure 27(a). Les valeurs obtenues pour ces mêmes μ_α à partir des études des configurations 5d6d et 5d7d traitées dans l'étude du spectre discret [19]

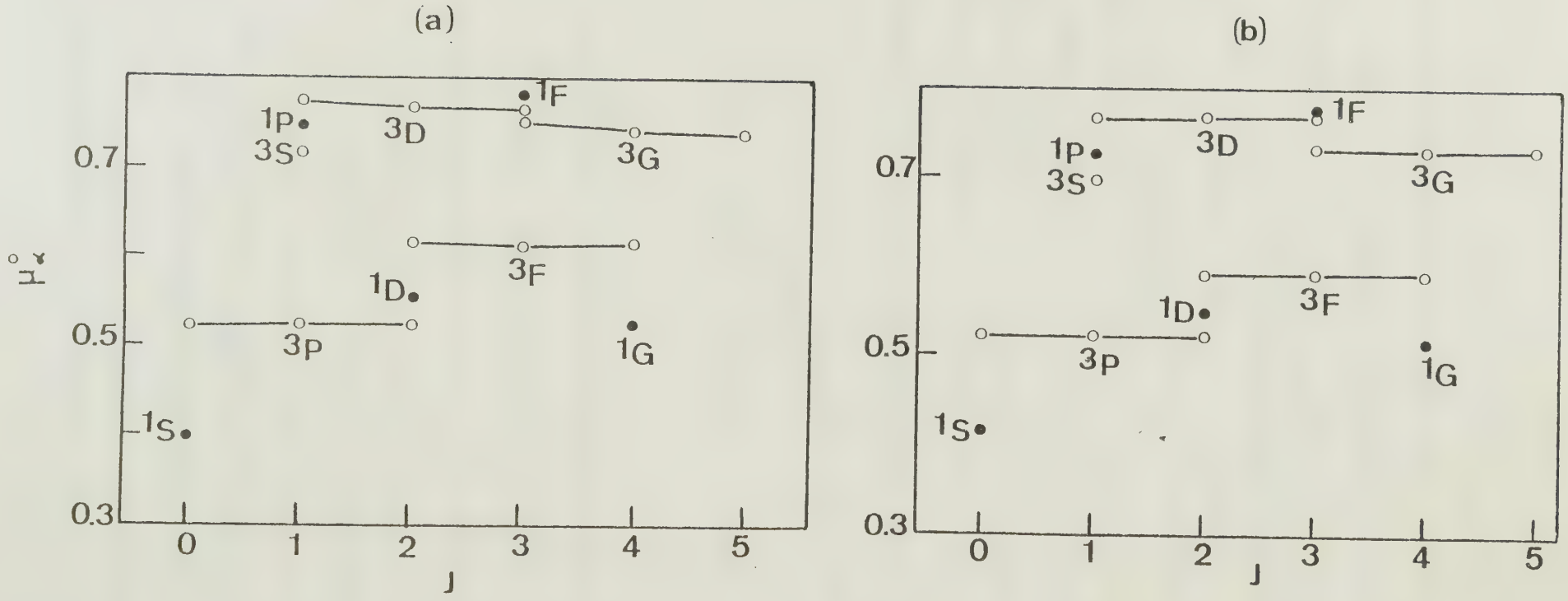

Figure 27 : Valeurs des paramètres μ_α^0 en fonction de J :

a) Valeurs des défauts quantiques optimisés dans l'étude M.Q.D.T. des spectres de J = 0 à 5 .

b) Valeurs des défauts quantiques calculés à partir des intégrales de Slater optimisées dans l'étude paramétrique de la configuration 5d7s [21].

vérifiaient déjà bien cette loi. Cette propriété découle du fait que les défauts quantiques sont très fortement liés aux interactions à courte portée essentiellement dues à l'interaction électrostatique et non au couplage spin-orbite.

Les écarts entre les différentes valeurs des μ_α sont reliés aux différences des énergies des termes ΔE d'une configuration 5dnd par la relation :

$$\Delta\mu = - \frac{n^{*3}\ \Delta E}{2R} \quad .$$

Les écarts d'énergie entre les termes peuvent être calculés à partir des relations suivantes qui sont intervenir des combinaisons linéaires d'intégrales F_k et G_k de Slater :

$$^1S\ ,\ ^3S = F_0 + 14F_2 + 126F_4 \pm (G_0 + 14G_2 + 126G_4)$$
$$^1P\ ,\ ^3P = F_0 + 7F_2 - 84F_4 \mp (G_0 + 7G_2 - 84G_4)$$
$$^1D\ ,\ ^3D = F_0 - 3F_2 + 36F_4 \pm (G_0 - 3G_2 + 36G_4)$$
$$^1F\ ,\ ^3F = F_0 - 8F_2 - 9F_4 \mp (G_0 - 8G_2 - 9G_4)$$
$$^1G\ ,\ ^3G = F_0 + 4F_2 + F_4 \pm (G_0 + 4G_2 + G_4) \quad .$$

Ces intégrales de Slater suivent une loi de variation en $1/n^{*3}$ pour chaque configuration 5dnd . Sur la Figure 27(b) nous avons tracé les valeurs théoriques des défauts quantiques, calculées à partir de ces relations et des valeurs des intégrales de la configuration 5d7d optimisées à l'aide de la méthode de Slater et Condon [21], en prenant comme origine pour $\mu\ ^3P$ la valeur M.Q.D.T.. Les écarts et l'ordre des termes sont très bien respectés comme le montrent les Figures 27(a) et (b) prouvant ainsi le bon accord entre les deux méthodes.

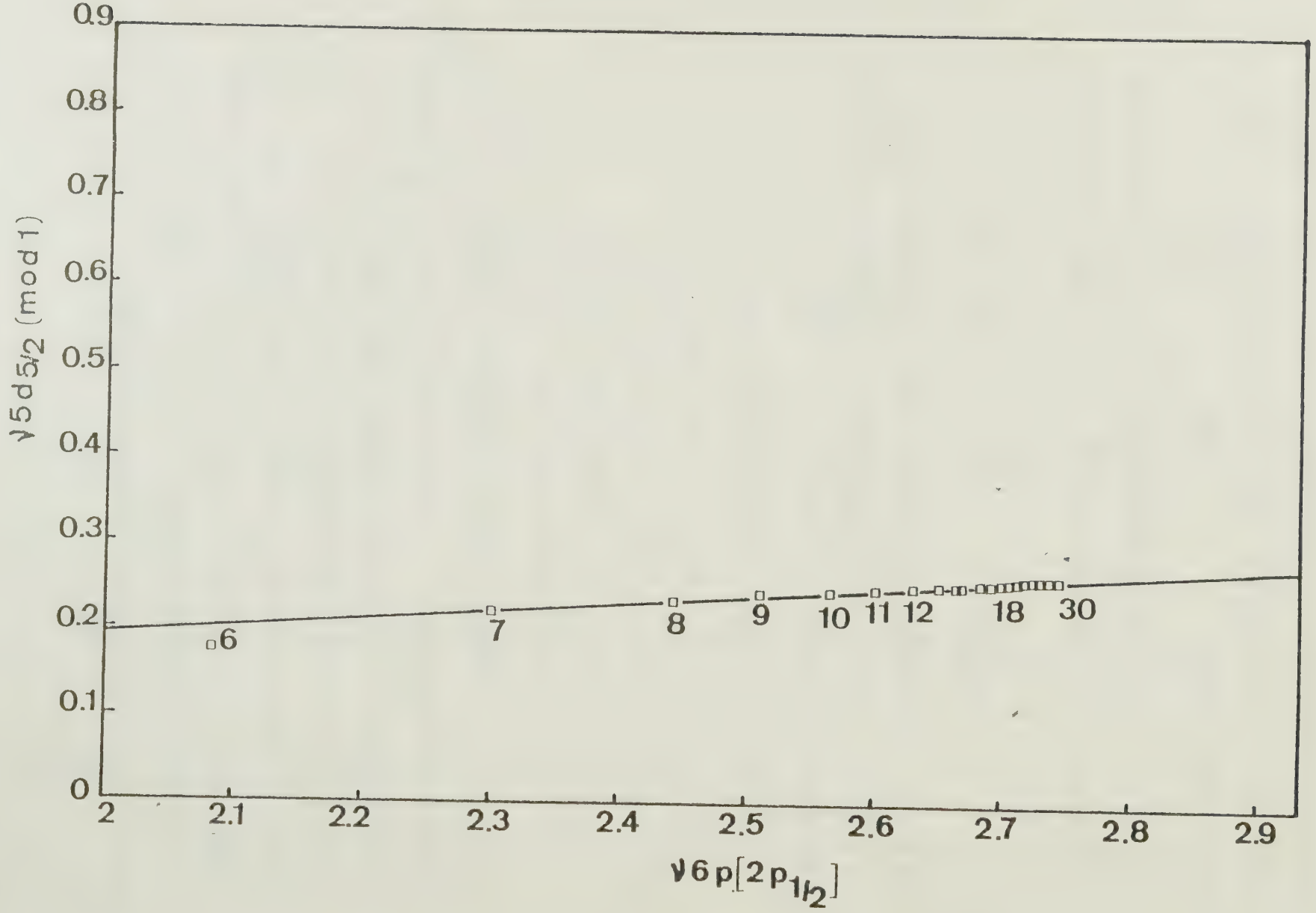

Figure 28 : Graphe de Lu-Fano dans le plan $(\nu_{5d_{1/2}}, \nu_{5d_{5/2}} \text{ (mod 1)})$ des niveaux pairs J=5 .

II-D ANALYSE DES ENERGIES DES SERIES CONVERGEANT VERS LA LIMITE $5d[^2D_{5/2}]$.

D-1 Etude du spectre pair 5dnd J=5 du baryum.

1a) Domaine d'étude.

L'étude expérimentale nous a permis de déterminer les énergies des niveaux de la série $5d_{5/2}\,nd_{5/2}$ J=5 de n=27 à n=42 . Ces résultats sont réunis dans le Tableau donné en annexe.

1b) Analyse du spectre J=5 .

Au contraire des autres valeurs de J , la série est unique et, par conséquent, n'est pas perturbée. Le spectre est alors analysé avec une seule voie.

Le jeu optimal des paramètres est donné dans le Tableau XVII ; les points expérimentaux sont alignés sur une droite comme le montre la Figure 28. Les écarts ΔE entre énergies calculées et expérimentales sont donnés dans le Tableau XVIII.

D-2 Etude des énergies entre les limites $5d[^2D_{3/2}]$ et $5d[^2D_{5/2}]$.

Au-dessus du seuil $5d_{3/2}$, les séries 5dnd convergeant vers la limite $5d_{5/2}$ doivent présenter une variation linéaire du défaut quantique. Nous avons porté sur la Figure 29 les valeurs calculées de $\nu_{5d_{5/2}}$ (mod 1) en fonction de n .

On peut voir sur la Figure 29 que les points expérimentaux pour

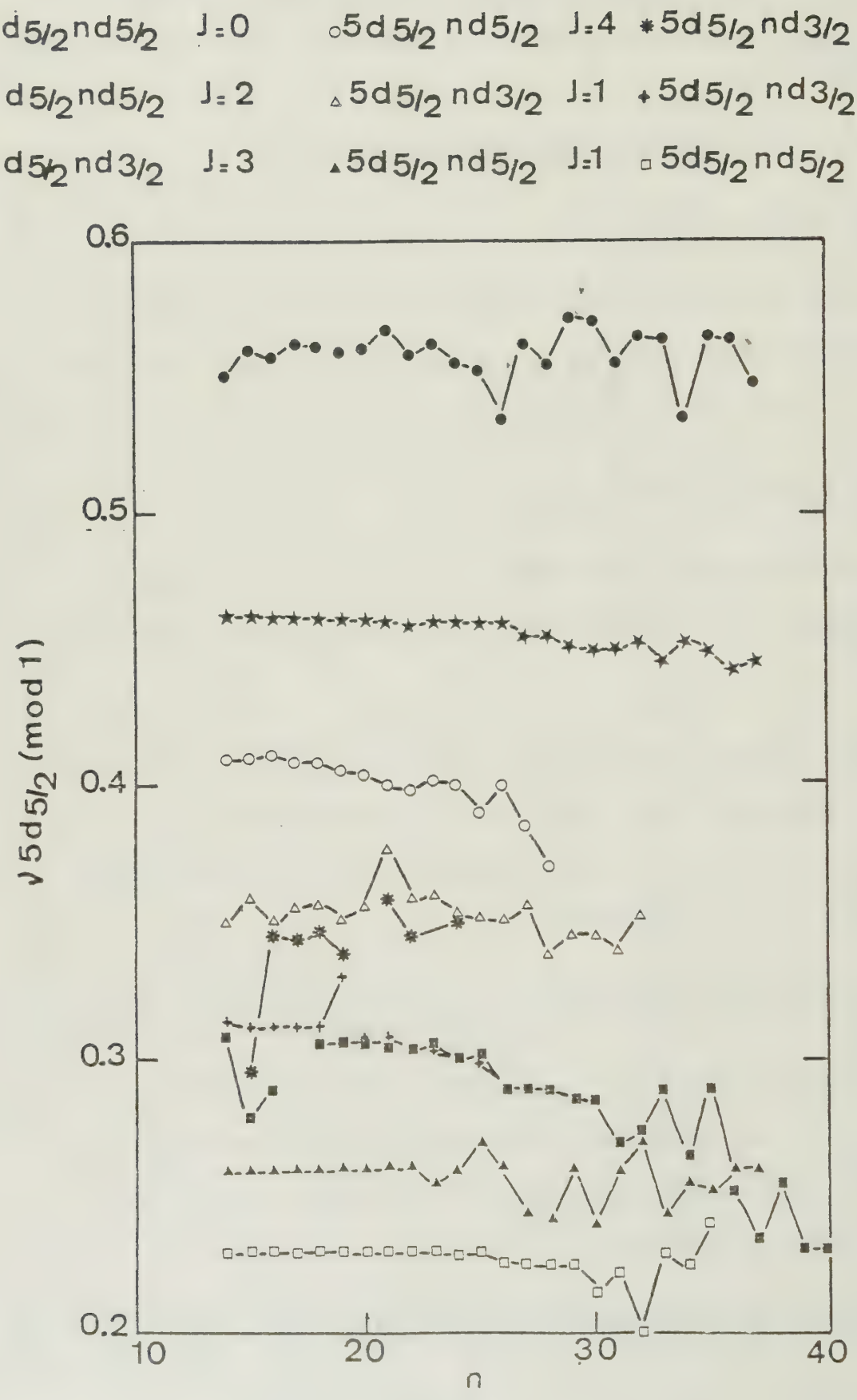

Figure 29 : Défaut quantique des séries 5dnd (n > 14) convergeant vers la limite $5d_{5/2}$ en fonction du nombre quantique principal n.

$n \geqslant 14$ sont, à quelques exceptions près, assez bien alignés et que ceci n'est plus vrai pour les valeurs de n élevées. L'incertitude liée à la détermination de l'énergie des niveaux s'accroît du fait du rétrécissement des écarts de structure fine au fur et à mesure que n augmente, expliquant ainsi les irrégularités observées.

II-E ETUDE PARAMETRIQUE DE LA CONFIGURATION 6p7p et 6p8p.

E-1 GENERALITES.

L'atome est un système compliqué qui, à partir des hypothèses simplificatrices suivantes :

- noyau ponctuel, infiniment lourd, de charge Ze ,
- électron de masse m , de charge $-e$ et de spin $1/2$ animés de vitesses non relativistes,

admet des états stationnaires qui sont solutions de l'équation de Schrödinger suivante :

$$\left[\sum_{i=}^{N}\left(\frac{P_i^2}{2m}-\frac{Ze^2}{r_i}\right)+\sum_{i>j=1}^{N}\frac{e^2}{r_{ij}}+\sum_{i}^{N}\xi(r_i)\,\vec{s}_i\cdot\vec{\ell}_i\right]\Psi = E\,\Psi \quad .$$

Le terme $Q = \sum_{i>j=1}^{N}\frac{e^2}{r_{ij}}$ empêche la séparation des variables, il est trop grand pour appliquer directement la théorie des perturbations. Pour éviter cette difficulté, on admet que l'électron i se déplace dans un potentiel central $V(r_i)$.

L'hamiltonien H se sépare alors en une somme de deux termes $H_0 + H_1$ avec :

$$H_0 = \sum_{i=1}^{N} \frac{P_i^2}{2m} + V(r_i) \qquad \text{Hamiltonien principal}$$

$$H_1 = \sum_{i=1}^{N} \left[- \frac{Ze^2}{r_i} - V(r_i) \right] + \sum_{i>j=1}^{N} \frac{e^2}{r_{ij}} + \sum_{i=1}^{N} \xi(r_i)\, \vec{s}_i \cdot \vec{\ell}_i$$

Hamiltonien perturbateur.

Les valeurs propres de H_0 représentent les énergies des configurations, sommes d'énergies mono-électroniques $E_i(n_i \ell_i)$ et sont caractérisées par les jeux de nombres quantiques $(n_i \ell_i)$. Pour une configuration donnée, le terme $\sum_{i=1}^{N} \left[- \frac{Ze^2}{r_i} - V(r_i) \right]$ produit une translation globale de tous ses niveaux, tandis que l'interaction coulombienne $Q = \sum_{i>j=1}^{N} \frac{e^2}{r_{ij}}$ et l'interaction spin-orbite $\Lambda = \sum_{i=1}^{N} \xi(r_i)\, \vec{s}_i \cdot \vec{\ell}_i$ lèvent la dégénérescence.

Les éléments de matrice de Q et Λ sont calculés à l'aide de la méthode des opérateurs tensoriels de G. RACAH [37]. Chacun de ces opérateurs $Q = e^2 \sum_{i>j=1}^{N} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{r^k}{r_>^{k+1}} (C_i^{(k)} \cdot C_j^{(k)})$ et $\Lambda = \sum_{i=1}^{N} \xi(r_i)\, \vec{s}_i \cdot \vec{\ell}_i$ est représenté par une partie angulaire (α_{ij}^{JK}) calculée rigoureusement à l'aide du programme AGENAC. La partie radiale, dépendante du potentiel $V(r_i)$ qui reste inconnu, est traitée sous la forme des paramètres P_k ajustables aux énergies expérimentales.

La diagonalisation de H_1 donne les énergies des niveaux de la configuration.

E-2 Paramètres de la configuration 6p7p .

La configuration 6p7p est caractérisée par un jeu de six paramètres de structure fine :

- La hauteur E moyenne de la configuration .
- Une intégrale directe $F_2(6p7p)$ et deux intégrales d'échange $G_0(6p7p)$ et $G_2(6p7p)$,

qui décrivent l'interaction électrostatique. Ces intégrales F_2 et G_k (k = 0 et 2) sont définies dans [38] :

$$F^2(6p7p) = \int_0^\infty \int_0^\infty (\mathcal{R}_{6p}(r))_1^2 \, (\mathcal{R}_{7p}(r))_2^2 \, \frac{r_<^2}{r_>^{2+1}} \, dr_1 \, dr_2 \quad , \quad F_2 = \frac{F^2}{25}$$

$$G^k(6p7p) = \int_0^\infty \int_0^\infty (\mathcal{R}_{6p} \, \mathcal{R}_{7p})_1 \, (\mathcal{R}_{6p} \, \mathcal{R}_{7p})_2 \, \frac{r_<^k}{r_>^{k+1}} \, dr_1 \, dr_2$$

avec $G_0(6p7p) = G^0$,

$G_2(6p7p) = \frac{G^2}{25}$.

La fonction $\mathcal{R}_{n\ell}$ est la partie radiale de la fonction d'onde associée à l'électron $n\ell$.

- Deux intégrales de l'interaction spin-orbite ξ_{6p} et ξ_{7p} .

Le Tableau XIX rassemble les paramètres ajustés pour la configuration 6p7p . Les énergies calculées et observées sont données dans le Tableau XX.

L'écart quadratique moyen $\langle \Delta E \rangle$ est de 33 cm^{-1} pour huit niveaux ; il représente 1,3% de la plage d'énergie sur laquelle les niveaux se répartissent.

Pour les niveaux de la configuration 6p7p , la valeur moyenne des

composantes principales des fonctions d'ondes sur la base L.S. vaut 78,9% ce qui est comparable à la valeur 74% calculée sur la base jj , donnant un léger avantage à la représentation L.S. .

E-3 Paramètres de la configuration 6p8p .

Les paramètres $F_k(6pnp)$, $G_k(6pnp)$ et ζ_{np} varient comme $1/(n^*)^3$ [39].

En utilisant cette loi de variation à partir des paramètres optimisés pour la configuration 6p7p on peut prévoir les valeurs des paramètres 6p8p et calculer les énergies des niveaux de cette configuration. Les valeurs des paramètres sont réunies dans le Tableau XXI. Trois niveaux expérimentaux ont été interprétés comme appartenant à .6p8p ; toutefois, en raison du petit nombre de niveaux observés, aucune optimisation des paramètres n'a pu être effectuée.

La comparaison théorie-expérience est donnée dans le Tableau XXII.

CONCLUSION

Parvenus au terme de cet exposé, nous pouvons récapituler les principaux résultats obtenus. L'excitation à deux étages via le niveau intermédiaire $5d6p\ ^1P^o_1$ associée à une détection optogalvanique des résonances optiques nous a permis de mettre en évidence les niveaux $5dnd$ $J = 0$ à 2 dont la composante en couplage Russell-Saunders est fortement singulet et de positionner le niveau autoionisé $6p^2\ ^1S_0$ très controversé dans la littérature.

Nous avons pu étendre le domaine des observations au-delà de la limite $5d[^2D_{5/2}]$ en utilisant les niveaux intermédiaires $6s7p\ ^3P^o_{0,1,2}$ et $^1P^o_1$ et mettre en évidence huit niveaux sur dix de la configuration $6p7p$ et trois de la configuration $6p8p$.

L'étude M.Q.D.T. des niveaux $5dnd$ $J=0$ et $J=4$ a permis de rendre compte des très fortes perturbations entre les termes des séries conduisant à $5d_{3/2}$ et ceux conduisant à $5d_{5/2}$, des deux états de spin orbite de l'ion Ba^+ $5d$ et d'interpréter la position des niveaux du continuum avec une grande précision. En outre, le calcul de la densité de force d'oscillateur du spectre $J=0$ au voisinage du niveau $6p^2\ ^1S_0$ a permis de reproduire le profil Beutler-Fano très large observé pour ce dernier ainsi que ceux de type Fano pour les termes $5d_{5/2}\ 8d_{5/2}$ et $5d_{3/2}\ 9d_{3/2}$.

Les niveaux observés des configurations 6p7p et 6p8p ont permis d'établir les jeux de paramètres de la structure fine à l'aide de la méthode de Slater et Condon et de donner une prédiction théorique pour les niveaux manquants, en particulier ceux $^1D_2$ et $^3D_2$ de 6p7p .

Il serait intéressant de prolonger ce travail à la fois sur le plan expérimental et théorique, vers les niveaux plus élevés 6pnp aboutissant aux limites $^2P_{1/2}$ et $^2P_{3/2}$ de 6p . En effet, deux expériences récentes d'ionisation sélective dans le continuum, l'une entre les deux limites $^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2}$ de 6p [27], l'autre au-delà de $6p[^2P_{3/2}]$ [26] de Ba I ont montré que le rendement des ions produits dans les états 6p était suffisamment élevé pour permettre l'observation d'une émission stimulée vers les niveaux plus profonds 5d et 6s de l'ion Ba^+ , première étape vers une nouvelle classe de laser ionique pompé par un continuum.

BIBLIOGRAPHIE

[1] F. M. PENNING, Physica 8, 137 (1928).

[2] C. P. AUSSCHNITT, G. C. BJORKLUND et R. R. FREEMAN, Appl. Phys. Lett. 33, 851 (1978).

[3] D. M. PEPPER, I E E E J. Quant Electron., QE-14, 971 (1978).

[4] R. B. GREEN, R. A. KELLER, G. G. LUTHER, P. K. SCHENCK et J. C. TRAVIS, Appl. Phys. Lett. 29, 727 (1976).

[5] E. MIRON, I. SMILANSKI, J. LIRAN, S. LAVI et G. EREZ, I E E E J. Quant. Electron., QE-15, 194 (1979).

[6] J. E. LAWIER, A. L. FERGUSON, J. E. M. GOLDSMITH, D. J. JACKSON et A. L. SCHAWLOW, Phys. Rev. Lett. 42, 1046 (1979).

[7] T. F. JOHNSTON, Jr., Laser Focus 14, 58 (1978).

[8] J. P. GRANDIN et X. HUSSON, J. Phys. B 14, 433 (1981).

[9] C. THOMAS, Thèse de 3ème cycle, Orsay (1981).

[10] W. B. BRIDGES, J. Opt. Soc. Am. 68, n° 3, 352 (1978).

[11] P. CAMUS, M. DIEULIN et C. MORILLON, J. Phys. Lett. 40, L513 (1979).

[12] P. HANNAFORD et G. W. SERIES, Phys. Rev. Lett. 48, 1326 (1982).

[13] A. SIEGEL, J. E. LAWLER, B. COUILLAUD et T. W. HANSCH, Phys. Rev. A Vol. 23, n° 5, 2457 (1981).

[14] K. C. SMYTH et P. K. SCHENCK, Chem. Phys. Lett. 55, 466 (1978).

[15] E. F. ZALEWSKI, R. A. KELLER et R. ENGLEMAN, J. Chem. Phys. 70, 1015 (1979).

[16] J. E. LAWLER, Phys. Rev. A 22, 1025 (1980).

[17] M. DIEULIN, Thèse de 3ème cycle, Paris (1981).

[18] P. CAMUS, J. Phys. B 7, 1154 (1974).

[19] M. AYMAR, P. CAMUS, M. DIEULIN et C. MORILLON, Phys. Rev. A 18, 2173 (1978).

[20] C. E. MOORE, Atomic Energy Levels, Vol. 3, NBS, Circ. n° 467 U.S. Government Printing Office, Washington, D.C. 1958).

[21] P. CAMUS, M. DIEULIN et A. EL HIMDY, à paraître dans Phys. Rev. (1982).

[22] J. J. WYNNE et J. P. HERMANN, Optics Lett. 4, 106 (1979).

[23] J. A. ARMSTRONG, J. J. WYNNE et P. ESHERICH, J. Opt. Soc. Am. 69, 211 (1979).

[24] J. F. WYART, Communication personnelle (1981).

[25] A. DEBARRE, Thèse de 3ème cycle, Paris (1979).

[26] V. M. KLIMKIN, V. N. NIKOLAEV, V. G. SOKOVIKOV et V. B. SHCHEGLOV, J.E.T.P. Lett. 34, 105 (1981).

[27] J. BOKOR, R. R. FREEMAN et W. E. COCKE, Phys. Rev. Lett. 48, 1242 (1982).

[28] M. AYMAR et O. ROBAUX, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys. 12, 531 (1979).

[29] M. AYMAR et P. CAMUS, à paraître dans Phys. Rev. (1982).

[30] J. C. SLATER, Phys. Rev. 34, 1293 (1929).

[31] E. U. CONDON, Phys. Rev. 36, 1121 (1930) ; voir aussi : E. U. CONDON et G. H. SHORTLEY, Theory of Atomic Spectra, Cambrodge, 1935.

[32] M. J. SEATON, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 118, 504 (1958).

[33] M. J. SEATON, Proc. Phys. Soc. 88, 801 (1966).

[34] K. T. LU et U. FANO, Phys. Rev. A 2, 81 (1970).

[35] U. FANO, J. Opt. Soc. Am. 65, 979 (1975).

[36] C. M. LEE et K. T. LU, Phys. Rev. A 8, 1241 (1973).

[37] G. RACAH, Phys. Rev. I 61, 186 (1942).

[38] H. A. BETHE et E. E. SALPETER, "Quantum Mechanics One- and Two Electrons Atoms", Springer-Verlag, Berlin (1957).

TABLEAUX

TABLEAU I

Niveaux d'énergie au-dessous de la limite $6s[^2S_{1/2}]$

Transition 1er étage : $6s^2\ ^1S_0 - 6s6p\ ^1P^o_1$ $E(^1P^o_1) = 18060.24\ cm^{-1}$

Nombre d'onde σ (cm^{-1})	I	$\Delta\sigma$	Energie de niveau E (cm^{-1})	ΔE	Désignation
21274.90	TF	0.25	39335.15	0.25	$6s9d\ ^1D_2$
21404.93	TF	0.25	38465.17	0.25	$5d8s\ ^3D_2$
21563.48	TF	0.25	39623.72	0.25	$6s11s\ ^3S_1$
21611.53	F	0.25	39671.77	0.25	$6s11s\ ^1S_0$
21829.45	F	0.25	39889.70	0.25	$6s10d\ ^3D_1$
21861.92	TF	0.25	39922.16	0.25	$6s10d\ ^3D_2$
21938.61	TF	0.25	39998.85	0.25	$6s10d\ ^1D_2$
22102.07	F	0.25	40162.31	0.25	$6s12d\ ^3S_1$
22163.42	F	0.25	40223.66	0.25	$5d8s\ ^1D_2$
22173.50	M	0.25	40233.74	0.25	$6s12s\ ^1S_0$
22353.56	f	0.25	40413.70	0.25	$6s11d\ ^3D_2$
22423.50	F	0.25	40483.74	0.25	$6s11d\ ^1D_2$
Transition 1er étage : $5d6s\ ^3D_2 - 5d6p\ ^3D_1$ $E(^3D_1) = 24192.01\ cm^{-1}$					
16221.24	f	0.25	40413.25	0.25	$6s11d\ ^3D_2$
16456.06	f	0.25	40618.18	0.25	$6s13s\ ^1S_0$
16492.46	TF	0.25	40684.47	0.25	$5d7d\ ^3D_1$
16515.68	f	0.25	40707.69	0.25	$6s11d\ ^3D_1$
16556.09	f	0.25	40748.11	0.25	$6s12d\ ^3D_2$
Transition 1er étage : $5d6s\ ^3D_2 - 5d6p\ ^3D_2$ $E(^3D_2) = 24531.49\ cm^{-1}$					
15391.25	f	0.25	39922.74	0.25	$6s10d\ ^3D_2$
15466.84	M	0.25	39998.33	0.25	$6s10d\ ^1D_2$
15615.20	F	0.25	40146.69	0.25	$5d8s\ ^3D_3$
15692.25	TF	0.25	40223.73	0.25	$5d8s\ ^1D_2$
15882.08	f	0.25	40413.57	0.25	$6s11d\ ^3D_2$

TABLEAU II

Transitions du second étage observées entre les niveaux de 6p7p et 6p8p à partir des niveaux intermédiaires.

Niveaux observés \ Niveaux intermédiaires	$5d6p\ ^1P_1$ 28554.193 cm^{-1}	$6s7p\ ^3P_0$ 30743.464 cm^{-1}	$6s7p\ ^3P_1$ 30815.487 cm^{-1}	$6s7p\ ^3P_2$ 30987.212 cm^{-1}	$6s7p\ ^1P_1$ 32547.000 cm^{-1}
$^1P_1$ 50383 ±2.3 cm^{-1}	σ : 21829 ± 2.6 ℒ : 26 I : F E = 50383 ± 2.6	σ : 19639 ± 2 ℒ : 20 I : F E = 50383 ± 2	σ : 19568 ± 2 ℒ : 20 I : F E = 50383 ± 2		σ : 17835 ± 2.5 ℒ : 25 I : F E = 50382 ± 2.5
$^3D_1$ 51113 ± 2 cm^{-1}	σ : 22559 ± 1.7 ℒ : 17 I : M E = 51113 ± 1.7	σ : 20371 ± 1.2 ℒ : 12 I : M E = 51114 ± 1.2	σ : 20298 ± 2.5 ℒ : 25 I : F E = 51113 ± 2.5	σ : 20127 ± 2.7 ℒ : 27 I : F E = 51114 ± 2.7	σ : 18566 ± 2.5 ℒ : 25 I : F E = 51113 ± 2.5
$^3P_0$ 51491.51 ±0.74 cm^{-1}			σ : 20676.23 ± 0.74 ℒ : 7.4 I : M E = 51491.51 ±0.74		

6p7p	$^3P_1$ 52158 ± 1.5 cm^{-1}	σ : 23604 ± 1.7 $\mathcal{L}$: 17 I : f E = 52159 ± 1.7	σ : 21415 ± 2.4 $\mathcal{L}$: 24 I : TF E = 52159 ± 2.4		σ : 21171 ± 1.2 $\mathcal{L}$: 12 I : M E = 52158 ± 1.2	σ : 19611 ± 1 $\mathcal{L}$: 10 I : f E = 52158 ± 1
	$^3D_3$ 52301 ± 4.2 cm^{-1}				σ : 21314 ± 4.2 $\mathcal{L}$: 42 I : F E = 52301 ± 4.2	
	$^3P_2$ 52583 ± 3.3 cm^{-1}			σ : 21767 ± 4 $\mathcal{L}$: 40 I : f E = 52583 ± 4	σ : 21596 ± 2.6 $\mathcal{L}$: 26 I : f E = 52583 ± 2.6	
	$^3S_1$ 53336.5 ± 0.6 cm^{-1}	σ : 24782.04 0.40 $\mathcal{L}$: 4 I : tf E = 53336.23	σ : 22593.25 0.60 $\mathcal{L}$: 6 I : F E = 53336.71 ± 0.60		σ : 22349 ± 1 $\mathcal{L}$: 10 I : TF E = 53337 ± 1	σ : 20789.26 ± 0.40 $\mathcal{L}$: 4 I : F E = 53336.26 ± 0.40
	$^1S_0$ 54803 ± 3.4 cm^{-1}					σ : 22256 ± 3.4 $\mathcal{L}$: 34 I : TF E = 54803 ± 3.4

TABLEAU II (suite)

Niveaux observés \ Niveaux intermédiaires		$5d6p\ {}^1P_1$ 28554.193 cm^{-1}	$6s7p\ {}^3P_0$ 30743.464 cm^{-1}	$6s7p\ {}^3P_1$ 30815.487 cm^{-1}	$6s7p\ {}^3P_2$ 30987.212 cm^{-1}	$6s7p\ {}^1P_1$ 32547.000 cm^{-1}
6p8p	$^3D_1$ 55712 ± 2.1 cm^{-1}					σ : 23165 ± 2.1 ℒ : 21 I : M E = 55712 ± 2.1
	$^3P_1$ 56042.96 ± 0.52 cm^{-1}					σ : 23495.96 ± 0.52 ℒ : 5.2 I : M E = 56042.96 ± 0.52
	$^3P_0$ 56273.28 ± 0.26 cm^{-1}					σ : 23726.28 ± 0.26 ℒ : 2.6 I : f E = 56273.28 ± 0.26

TABLEAU III

Paramètres utilisés par WYNNE pour l'étude du spectre 5dnd J=0

i , $\bar{\alpha}$, α	1	2
$\|i\rangle$	$5d[^2D_{3/2}]nd_{3/2}$	$5d[^2D_{5/2}]nd_{5/2}$
I_i	46908.87	47709.84
$\|\bar{\alpha}\rangle$	$5dnd\ ^3P_0$	$5dnd\ ^1S_0$
μ_α^0	0.53	0.38
$\frac{d\mu_\alpha}{d\varepsilon}$	0	0

$$U_{i\bar{\alpha}} = U_{i\alpha} = \begin{cases} \sqrt{\frac{3}{5}} & \sqrt{\frac{2}{5}} \\ -\sqrt{\frac{2}{5}} & \sqrt{\frac{3}{5}} \end{cases}$$

TABLEAU IV

Paramètres de l'étude du spectre pair 5dnd J=0

sans interaction 5dnd - $6p^2$

i , $\bar{\alpha}$, α	1	2
$\|i\rangle$	$5d[^2D_{3/2}]nd_{3/2}$	$5d[^2D_{5/2}]nd_{5/2}$
I_i	46908.87	47709.84
$\|\bar{\alpha}\rangle$	5dnd $^3P_0$	5dnd $^1S_0$
μ_α^0	0.5243	0.4028
$\frac{d\mu_\alpha}{d\varepsilon}$	0.6	0.6
$U_{i\bar{\alpha}}$	0.7746	0.6324
	-0.6324	0.7746
$V_{\alpha\bar{\alpha}}$	0.9987	-0.0499
	0.0499	0.9987

$\theta_{12} = 0.050$

$U_{i\alpha}$	0.8052	0.5929
	-0.5929	0.8052

TABLEAU V

Comparaison entre énergies expérimentales et théoriques pour le spectre pair 5dnd J=0 sans interaction $6p^2$ - 5dnd

Classification	E_n exp. (cm^{-1})	E_n th. (cm^{-1})	$E_{exp} - E_{th}$
$5d_{5/2}\ 7d_{5/2}$	42370.51	42369.48	+1.03
$5d_{3/2}\ 8d_{3/2}$	43281.67	43280.76	+0.91
$5d_{5/2}\ 8d_{5/2}$	44117.40	44118.67	-1.27
$5d_{3/2}\ 9d_{3/2}$	44324.10	44330.16	-6.06
$5d_{3/2}\ 10d_{3/2}$	44956.43	44955.31	+1.12
$5d_{5/2}\ 9d_{5/2}$	-	45151.52	-
$5d_{3/2}\ 11d_{3/2}$	45397.82	45395.44	+2.38
$5d_{3/2}\ 12d_{3/2}$	45691.69	45691.25	+0.44
$5d_{5/2}\ 10d_{5/2}$	45791.43	45786.51	+4.92
$5d_{3/2}\ 13d_{3/2}$	45918.28	45917.55	+0.73
$5d_{3/2}\ 14d_{3/2}$	46080.30	46080.15	+0.15
$5d_{3/2}\ 15d_{3/2}$	46197.60	46197.12	+0.48
$5d_{5/2}\ 11d_{5/2}$	46222.15	46219.94	+2.21
$5d_{3/2}\ 16d_{3/2}$	46308.92	46308.72	+0.20
$5d_{3/2}\ 17d_{3/2}$	46387.75	46387.85	-0.10
$5d_{3/2}\ 18d_{3/2}$	46451.99	46452.19	-0.20
$5d_{3/2}\ 19d_{3/2}$	46500.75	46500.59	+0.16
$5d_{5/2}\ 12d_{5/2}$	46512.89	46513.20	-0.31
$5d_{3/2}\ 20d_{3/2}$	46551.76	46551.87	-0.11
$5d_{3/2}\ 21d_{3/2}$	46588.72	46588.98	-0.26
$5d_{3/2}\ 22d_{3/2}$	46620.54	46620.77	-0.23

TABLEAU V (suite)

Classification	E_n exp (cm^{-1})	E_n th. (cm^{-1})	$E_{exp} - E_{th}$
$5d_{3/2}\ 23d_{3/2}$	46647.74	46648.06	-0.32
$5d_{3/2}\ 24d_{3/2}$	46671.30	46671.63	-0.33
$5d_{3/2}\ 25d_{3/2}$	-	46692.07	-
$5d_{3/2}\ 26d_{3/2}$	46709.58	46709.73	- .15
$5d_{5/2}\ 13d_{5/2}$	46722.67	46722.61	0.06
$5d_{3/2}\ 27d_{3/2}$	46729.02	46728.55	0.47
$5d_{3/2}\ 28d_{3/2}$	46740.77	46740.83	-0.06
$5d_{3/2}\ 29d_{3/2}$	46752.90	46753.04	-0.14
$5d_{3/2}\ 30d_{3/2}$	46763.78	46764.08	-0.30

$$\text{E.Q.M.} = \sqrt{\frac{\Sigma(E_{exp} - E_{th})^2}{N}} \qquad N = \text{nombre de niveaux}$$

Niveaux de 42369.48 à 46764.08 cm^{-1} (n = 7 - 30)

N = 28

E.Q.M. = 1.66 cm^{-1}

TABLEAU VI

Paramètres de l'étude du spectre pair 5dnd J=0

avec interaction $6p^2$ - 5dnd

i , $\bar{\alpha}$, α	1	2	3
$\|i\rangle$	$5d[^2D_{3/2}]nd_{3/2}$	$5d[^2D_{5/2}]nd_{5/2}$	$6p[^2P_{3/2}]np$
I_i	46908.87	47709.84	63987.27
$\|\bar{\alpha}\rangle$	$5dnd\ ^3P_0$	$5dnd\ ^1S_0$	$6pnp\ ^1S_0$
μ_α^0	0.5233	0.3980	0.6140
$\frac{d\mu_\alpha}{d\varepsilon}$	0.6	0.6	0
$\mu_{i\bar{\alpha}}$	0.7746	0.6324	0.0000
	-.6324	.7746	0.0000
	0.0000	0.0000	1.0000
$V_{\alpha\bar{\alpha}}$	0.9987	-0.0497	0.0050
	0.0499	0.9937	-0.0997
	0.0000	0.0998	0.9950

$\theta_{12} = 0.05$ $\theta_{23} = 0.10$

$U_{i\alpha}$	0.8052	0.5899	-0.0592
	-0.5929	0.8012	-0.0804
	0.0000	0.0998	0.9950

TABLEAU VII

Comparaison entre énergies expérimentales et théoriques pour le spectre pair 5dnd J=0 avec interaction $6p^2$ - 5dnd

Classification	E_n exp. (cm^{-1})	E_n th. (cm^{-1})	$E_{exp} - E_{th}$
$5d_{5/2}\ 7d_{5/2}$	42370.51	42372.08	-1.57
$5d_{3/2}\ 8d_{3/2}$	43281.67	43281.37	0.30
$5d_{5/2}\ 8d_{5/2}$	44117.35	44115.88	1.47
$5d_{3/2}\ 9d_{3/2}$	44324.10	44324.70	-0.60
$6p^2\ {}^1S_0$	-	44736.34	-
$5d_{3/2}\ 10d_{3/2}$	44956.43	44958.27	-1.84
$5d_{5/2}\ 9d_{5/2}$	-	45161.01	-
$5d_{3/2}\ 11d_{3/2}$	45397.82	45397.61	0.20
$5d_{3/2}\ 12d_{3/2}$	45691.69	45691.77	-0.08
$5d_{5/2}\ 10d_{5/2}$	45791.43	45789.75	1.68
$5d_{3/2}\ 13d_{3/2}$	45918.22	45918.45	-0.23
$5d_{3/2}\ 14d_{3/2}$	46080.30	46080.55	-0.25
$5d_{3/2}\ 15d_{3/2}$	46197.49	46197.56	-0.07
$5d_{5/2}\ 11d_{5/2}$	46222.15	46221.56	+0.59
$5d_{3/2}\ 16d_{3/2}$	46308.92	46309.07	-0.15
$5d_{3/2}\ 17d_{3/2}$	46387.75	46388.05	-0.30
$5d_{3/2}\ 18d_{3/2}$	46451.99	46452.30	-0.31
$5d_{3/2}\ 19d_{3/2}$	46500.75	46500.90	-0.15
$5d_{5/2}\ 12d_{5/2}$	46512.89	46514.13	-1.24
$5d_{3/2}\ 20d_{3/2}$	46551.76	46552.06	-0.30
$5d_{3/2}\ 21d_{3/2}$	46588.72	46589.11	-0.39

TABLEAU VII (suite)

Classification	E_n exp. (cm^{-1})	E_n th. (cm^{-1})	$E_{exp} - E_{th}$
$5d_{3/2}\ 22d_{3/2}$	46620.54	46620.85	-0.31
$5d_{3/2}\ 23d_{3/2}$	46647.74	46648.12	-0.38
$5d_{3/2}\ 24d_{3/2}$	46671.30	46671.67	-0.37
$5d_{3/2}\ 25d_{3/2}$	-	46692.10	-
$5d_{3/2}\ 26d_{3/2}$	46709.58	46709.75	-0.17
$5d_{5/2}\ 13d_{5/2}$	46722.67	46722.95	-0.28
$5d_{3/2}\ 27d_{3/2}$	46729.02	46728.97	+0.05
$5d_{3/2}\ 28d_{3/2}$	46740.77	46740.93	-0.16
$5d_{3/2}\ 29d_{3/2}$	46752.90	46753.10	-0.20
$5d_{3/2}\ 30d_{3/2}$	46763.78	46764.12	-0.34

$$\text{E.Q.M.} = \sqrt{\frac{\Sigma(E_{exp} - E_{th})^2}{N}} \qquad N = \text{nombre de niveaux}$$

$N = 28$

$$\underline{\text{E.Q.M.} = 0.72\ cm^{-1}}$$

TABLEAU VIII

Coefficients Z_i^2 de décomposition sur la base i

des niveaux 5dnd J=0 avec interaction $6p^2$ - 5dnd .

Energie (cm^{-1})	$[Z_{5d_{3/2}nd_{3/2}}]^2$	$[Z_{5d_{5/2}nd_{5/2}}]^2$	$[Z_{6pnp}]^2$	Désignation
42372.08	0.044	<u>0.966</u>	0.001	$5d_{5/2}\ 7d_{5/2}$
43281.37	<u>0.981</u>	0.024	0.001	$5d_{3/2}\ 8d_{3/2}$
44115.88	0.089	<u>0.908</u>	0.008	$5d_{5/2}\ 8d_{5/2}$
44324.70	<u>0.914</u>	0.072	0.017	$5d_{3/2}\ 9d_{3/2}$
44736.34	0.032	0.034	<u>0.933</u>	$6p^2\ {}^1S_0$
44958.27	<u>0.935</u>	0.058	0.009	$5d_{3/2}\ 10d_{3/2}$
45161.01	0.075	<u>0.911</u>	0.017	$5d_{5/2}\ 9d_{5/2}$
45397.61	<u>0.972</u>	0.027	0.002	$5d_{3/2}\ 11d_{3/2}$
45691.77	<u>0.942</u>	0.058	0.000	$5d_{3/2}\ 12d_{3/2}$
45789.75	0.089	<u>0.911</u>	0.002	$5d_{5/2}\ 10d_{5/2}$
45918.45	<u>0.973</u>	0.026	0.000	$5d_{3/2}\ 13d_{3/2}$
46080.55	<u>0.983</u>	0.016	0.000	$5d_{3/2}\ 14d_{3/2}$
46197.56	<u>0.565</u>	0.436	0.000	$5d_{3/2}\ 15d_{3/2}$
46221.56	0.470	<u>0.530</u>	0.000	$5d_{5/2}\ 11d_{5/2}$
46309.07	<u>0.984</u>	0.016	0.000	$5d_{3/2}\ 16d_{3/2}$
46388.05	<u>0.991</u>	0.010	0.000	$5d_{2/2}\ 17d_{3/3}$
46452.30	<u>0.980</u>	0.020	0.000	$5d_{3/2}\ 18d_{3/2}$
46500.90	<u>0.590</u>	0.410	0.000	$5d_{3/2}\ 19d_{3/2}$
46514.13	0.469	<u>0.531</u>	0.000	$5d_{3/2}\ 12d_{5/2}$
46552.06	<u>0.978</u>	0.022	0.000	$5d_{3/2}\ 20d_{3/2}$

TABLEAU VIII (suite)

Energie (cm^{-1})	$[Z_{5d_{3/2}nd_{3/2}}]^2$	$[Z_{5d_{5/2}nd_{5/2}}]^2$	$[Z_{6pnp}]^2$	Désignation
46589.11	0.993	0.007	0.000	$5d_{3/2}\ 21d_{3/2}$
46620.85	0.995	0.005	0.000	$5d_{3/2}\ 22d_{3/2}$
46648.12	0.995	0.005	0.000	$5d_{3/2}\ 23d_{3/2}$
46671.67	0.993	0.007	0.000	$5d_{3/2}\ 24d_{3/2}$
46692.10	0.987	0.013	0.000	$5d_{3/2}\ 25d_{3/2}$
46709.75	0.955	0.045	0.000	$5d_{3/2}\ 26d_{3/2}$
46722.95	0.517	0.483	0.000	$5d_{5/2}\ 13d_{5/2}$
46728.97	0.621	0.379	0.000	$5d_{3/2}\ 27d_{3/2}$
46740.93	0.963	0.037	0.000	$5d_{3/2}\ 28d_{3/2}$
46753.10	0.989	0.011	0.000	$5d_{3/2}\ 20d_{3/2}$
46764.12	0.994	0.006	0.000	$5d_{3/2}\ 30d_{3/2}$

TABLEAU IX

Coefficients Z_i^2 de décomposition sur la base i (couplage jj)

des niveaux 5dnd J=0 sans interaction $6p^2$ - 5dnd

Energie (cm^{-1})	$[Z_{5d_{3/2}\ nd_{3/2}}]^2$	$[Z_{5d_{5/2}\ nd_{5/2}}]^2$	Désignation
42369.48	0.044	0.968	$5d_{5/2}\ 7d_{5/2}$
43280.76	0.982	0.025	$5d_{3/2}\ 8d_{3/2}$
44118.67	0.101	0.905	$5d_{5/2}\ 8d_{5/2}$
44330.15	0.913	0.091	$5d_{3/2}\ 9d_{3/2}$
44955.31	0.959	0.043	$5d_{3/2}\ 10d_{3/2}$
45151.52	0.062	0.941	$5d_{5/2}\ 9d_{5/2}$
45395.44	0.979	0.022	$5d_{3/2}\ 11d_{3/2}$
45691.25	0.947	0.054	$5d_{3/2}\ 12d_{3/2}$
45786.51	0.081	0.921	$5d_{5/2}\ 10d_{5/2}$
45917.55	0.977	0.023	$5d_{3/2}\ 13d_{3/2}$
46080.15	0.985	0.015	$5d_{3/2}\ 14d_{3/2}$
46197.12	0.536	0.464	$5d_{3/2}\ 15d_{3/2}$
46219.94	0.495	0.506	$5d_{5/2}\ 11d_{5/2}$
46308.72	0.986	0.014	$5d_{3/2}\ 16d_{3/2}$
46387.85	0.992	0.008	$5d_{3/2}\ 17d_{3/2}$
46452.19	0.981	0.019	$5d_{3/2}\ 18d_{3/2}$
46500.59	0.554	0.446	$5d_{3/2}\ 19d_{3/2}$
46513.20	0.499	0.501	$5d_{5/2}\ 12d_{5/2}$
46551.87	0.981	0.019	$5d_{3/2}\ 20d_{3/2}$
46588.99	0.993	0.007	$5d_{3/2}\ 21d_{3/2}$
46620.77	0.995	0.005	$5d_{3/2}\ 22d_{3/2}$

TABLEAU IX (suite)

Energie (cm^{-1})	$[Z_{5d_{3/2}\ nd_{3/2}}]^2$	$[Z_{5d_{5/2}\ nd_{5/2}}]^2$	Désignation
46648.06	0.995	0.005	$5d_{3/2}\ 23d_{3/2}$
46671.63	0.994	0.006	$5d_{3/2}\ 24d_{3/2}$
46692.07	0.987	0.013	$5d_{3/2}\ 25d_{3/2}$
46709.73	0.954	0.046	$5d_{3/2}\ 26d_{3/2}$
46722.61	0.461	0.539	$5d_{5/2}\ 13d_{5/2}$
46728.55	0.668	0.332	$5d_{3/2}\ 27d_{3/2}$
46740.83	0.968	0.032	$5d_{3/2}\ 28d_{3/2}$
46753.04	0.990	0.010	$5d_{3/2}\ 29d_{3/2}$
46764.08	0.995	0.005	$5d_{3/2}\ 30d_{3/2}$

TABLEAU X

Paramètres utilisés pour l'étude des profils du spectre J=0 .

$i, \bar{\alpha}, \alpha$	1	2	3	4
$\|i\rangle$	$5d[^2D_{3/2}]nd_{3/2}$	$5d[^2D_{5/2}]nd_{5/2}$	$6p[^2P_{3/2}]$ np	$6s[^2S_{1/2}]$ ns
I_i	46908,87	47709,84	63987,27	42035,02
$\|\bar{\alpha}\rangle$	$5dnd\ ^3P_0$	$5dnd\ ^1S_0$	$6pnp\ ^1S_0$	$6sns\ ^1S_0$
μ_α^0	0.525	0.400	0.614	0.157
$\frac{d\mu_\alpha}{d\varepsilon}$	0.6	0.6	0	0.398
$U_{i\alpha} =$	$\sqrt{\frac{3}{5}}$	$\sqrt{\frac{2}{5}}$	0	0
	$-\sqrt{\frac{2}{5}}$	$\sqrt{\frac{3}{5}}$	0	0
	0	0	1	0
	0	0	0	1
$V_{\alpha\bar{\alpha}} =$	0.99875	-0.04998	0.00000	0.00000
	0.04807	0.96061	0.10244	0.25380
	-0.00241	-0.04807	0.97617	-0.21162
	-0.01347	-0.26909	0.19132	0.94382
	$\theta_{23} = -0.05$	$\theta_{24} = -0.2728$	$\theta_{34} = 0.2$	$\theta_{12} = 0.05$
$U_{i\alpha} =$	0.80403	0.56883	0.06479	0.16052
	-0.59443	0.77570	0.07935	0.19659
	-0.00241	-0.04807	0.97617	-0.21162
	-0.01347	-0.26909	0.19132	0.94382
$D_{\bar{\alpha}}$	0	-1	1	0
$D_\alpha = \sum_{\bar{\alpha}} V_{\alpha\bar{\alpha}} D_{\bar{\alpha}}$	-0.05048	-1.00868	0.87373	-0.46542

TABLEAU XI

Paramètres de l'étude du spectre pair 5dnd J=4 .

$i, \bar{\alpha}, \alpha$	1	2	3
$\|i\rangle$	$5d[^2D_{3/2}]nd_{5/2}$	$5d[^2D_{5/2}]nd_{3/2}$	$5d[^2D_{5/2}]nd_{5/2}$
I_i	46908.87	47709.84	47709.84
$\|\bar{\alpha}\rangle$	$5dnd\ ^3G_4$	$5dnd\ ^3F_4$	$5dnd\ ^1G_4$
μ_α^0	0.7407	0.6146	0.5271
$\frac{d\mu_\alpha}{d\varepsilon}$	0.9	0.4	0.2
$U_{i\bar{\alpha}} =$	.7071	-.3162	.6324
	.7071	.3162	-.6324
	.0000	.8944	.4472
$V_{\alpha\bar{\alpha}} =$	.9965	-.0838	.0045
	.0839	.9950	-.0541
	.0000	.05427	.9985
	$\theta_{12} = 0.084$	$\theta_{23} = 0.054$	
$U_{i\alpha} =$	.6781	-.3396	.6518
	.7311	.2211	-.6454
	.0750	.9142	.3982

TABLEAU XII

Comparaison entre énergies expérimentales et théoriques

pour le spectre pair 5dnd J=4

Classification	E_n exp. (cm^{-1})	E_n th. (cm^{-1})	$E_{exp} - E_{th}$
$5d_{5/2}\ 7d_{5/2}$	42041.70	42051.65	-9.95
$5d_{3/2}\ 8d_{5/2}$	43065.20	43065.42	-0.22
$5d_{5/2}\ 8d_{3/2}$	43818.98	43818.99	-0.01
$5d_{5/2}\ 8d_{5/2}$	43941.15	43941.26	-0.11
$5d_{3/2}\ 9d_{5/2}$	44221.23	44221.67	-0.44
$5d_{3/2}\ 10d_{5/2}$	44841.62	44841.75	-0.13
$5d_{5/2}\ 9d_{3/2}$	44991.12	44991.04	+0.08
$5d_{5/2}\ 9d_{5/2}$	45046.45	45046.08	+0.37
$5d_{3/2}\ 11d_{5/2}$	45339.76	45339.88	-0.12
$5d_{3/2}\ 12d_{5/2}$	45623.77	45624.27	-0.50
$5d_{5/2}\ 10d_{3/2}$	45688.11	45687.85	+0.26
$5d_{5/2}\ 10d_{5/2}$	45720.82	45720.45	+0.37
$5d_{3/2}\ 13d_{5/2}$	45888.66	45888.63	+0.03
$5d_{3/2}\ 14d_{5/2}$	46051.94	46052.08	-0.14
$5d_{5/2}\ 11d_{3/2}$	46129.34	46129.76	-0.42
$5d_{5/2}\ 11d_{5/2}$	46156.66	46156.23	+0.43
$5d_{3/2}\ 15d_{5/2}$	46198.57	46198.53	+0.04
$5d_{3/2}\ 16d_{5/2}$	46294.61	46294.78	-0.17
$5d_{3/2}\ 17d_{5/2}$	46374.58	46374.87	-0.29
$5d_{3/2}\ 18d_{5/2}$	46434.44	46435.16	-0.72
$5d_{5/2}\ 12d_{3/2}$	46456.81	46456.79	+0.02

TABLEAU XII (suite)

Classification	E_n exp. (cm^{-1})	E_n th. (cm^{-1})	$E_{exp} - E_{th}$
$5d_{5/2}\ 12d_{5/2}$	46471.60	46471.56	+0.04
$5d_{3/2}\ 19d_{5/2}$	46502.18	46502.09	+0.09
$5d_{3/2}\ 20d_{5/2}$	46545.55	46545.64	-0.09
$5d_{3/2}\ 21d_{5/2}$	46583.27	46583.41	-0.14
$5d_{3/2}\ 22d_{5/2}$	46615.48	46615.64	-0.16
$5d_{3/2}\ 23d_{5/2}$	46642.85	46643.12	-0.27
$5d_{3/2}\ 24d_{5/2}$	46665.65	46666.11	-0.46
$5d_{5/2}\ 13d_{3/2}$	46681.10	46681.39	-0.29
$5d_{3/2}\ 25d_{5/2}$	-	46690.86	-
$5d_{5/2}\ 13d_{5/2}$	46698.25	46698.23	+0.02

$$\text{E.Q.M.} = \sqrt{\frac{\Sigma(E_{exp} - E_{th})^2}{N}}$$

N=30 : nombre de niveaux

$$\underline{\text{E.Q.M.} = .0519\ cm^{-1}}$$

TABLEAU XIII

Coefficients Z_i^2 de décomposition sur la base i (couplage jj) des niveaux 5dnd J=4

Energie (cm^{-1})	$[Z_{5d_{3/2}nd_{5/2}}]^2$	$[Z_{5d_{5/2}nd_{3/2}}]^2$	$[Z_{5d_{5/2}nd_{5/2}}]^2$	Désignation
42051.66	0.069	0.234	<u>0.704</u>	$5d_{5/2}\ 7d_{5/2}$
43065.41	<u>0.913</u>	0.092	0.002	$5d_{3/2}\ 8d_{5/2}$
43818.99	0.133	<u>0.756</u>	0.119	$5d_{5/2}\ 8d_{3/2}$
43941.27	0.056	0.074	<u>0.873</u>	$5d_{5/2}\ 8d_{5/2}$
44221.67	<u>0.857</u>	0.134	0.012	$5d_{3/2}\ 9d_{5/2}$
44841.75	<u>0.766</u>	0.239	0.000	$5d_{3/2}\ 10d_{5/2}$
44991.04	0.162	<u>0.428</u>	0.413	$5d_{5/2}\ 9d_{3/2}$
45046.08	0.121	0.293	<u>0.587</u>	$5d_{5/2}\ 9d_{5/2}$
45339.88	<u>0.939</u>	0.060	0.002	$5d_{3/2}\ 11d_{5/2}$
45624.27	<u>0.616</u>	0.382	0.005	$5d_{3/2}\ 12d_{5/2}$
45687.85	0.229	<u>0.234</u>	<u>0.538</u>	$5d_{5/2}\ 10d_{3/2}$
45720.45	0.217	<u>0.327</u>	<u>0.456</u>	$5d_{5/2}\ 10d_{5/2}$
45888.63	<u>0.950</u>	0.048	0.002	$5d_{3/2}\ 13d_{5/2}$
46052.08	<u>0.907</u>	0.094	0.000	$5d_{3/2}\ 14d_{5/2}$
46129.76	0.176	<u>0.662</u>	0.163	$5d_{5/2}\ 11d_{3/2}$
46156.23	0.102	0.085	<u>0.813</u>	$5d_{5/2}\ 11d_{5/2}$
46198.53	<u>0.849</u>	0.127	0.023	$5d_{3/2}\ 15d_{5/2}$
46294.78	<u>0.968</u>	0.031	0.001	$5d_{3/2}\ 16d_{5/2}$
46374.87	<u>0.957</u>	0.042	0.000	$5d_{3/2}\ 17d_{5/2}$
46435.16	<u>0.688</u>	0.304	0.008	$5d_{3/2}\ 18d_{5/2}$

TABLEAU XIII (suite)

Energie (cm^{-1})	$[Z_{5d_{3/2}nd_{5/2}}]^2$	$[Z_{5d_{5/2}nd_{3/2}}]^2$	$[Z_{5d_{5/2}nd_{5/2}}]^2$	Désignation
46456.79	0.322	<u>0.361</u>	0.317	$5d_{5/2}\ 12d_{3/2}$
46471.56	0.158	0.181	<u>0.661</u>	$5d_{5/2}\ 12d_{5/2}$
46502.09	<u>0.914</u>	0.073	0.012	$5d_{3/2}\ 19d_{5/2}$
46545.64	<u>0.976</u>	0.023	0.001	$5d_{3/2}\ 20d_{5/2}$
46583.41	<u>0.983</u>	0.016	0.000	$5d_{3/2}\ 21d_{5/2}$
46615.64	<u>0.981</u>	0.018	0.000	$5d_{3/2}\ 22d_{5/2}$
46643.12	<u>0.967</u>	0.033	0.000	$5d_{3/2}\ 23d_{5/2}$
46666.11	<u>0.891</u>	0.108	0.000	$5d_{3/2}\ 24d_{5/2}$
46681.39	0.451	<u>0.466</u>	0.083	$5d_{5/2}\ 13d_{3/2}$
46690.86	<u>0.591</u>	0.069	0.340	$5d_{3/2}\ 25d_{5/2}$
46698.23	0.299	0.158	<u>0.542</u>	$5d_{5/2}\ 13d_{5/2}$

TABLEAU XIV

Paramètres de l'étude du spectre pair J=1

$i, \bar{\alpha}, \alpha$	1	2	3	4	5
$\|i\rangle$	$5d[^2D_{3/2}]nd_{3/2}$	$5d[^2D_{3/2}]nd_{5/2}$	$5d[^2D_{5/2}]nd_{5/2}$	$5d[^2D_{5/2}]nd_{3/2}$	$5d[^2D_{3/2}]ns_{1/2}$
I_i	46908.87	46908.87	47709.84	47709.84	46908.87
$\langle\bar{\alpha}\rangle$	$5dnd\ ^3D_1$	$5dnd\ ^3S_1$	$5dnd\ ^1P_1$	$5dnd\ ^3P_1$	$5dns\ ^3D_1$
μ_α^0	0.77033	0.71457	0.74449	0.52393	0.16774
$\frac{d\mu_\alpha}{d\varepsilon}$	0.55	0.55	0.55	0.40	0.205
$U_{i\bar{\alpha}} =$	0.74833	-0.28284	0.60000	0.00000	0.00000
	-0.37417	-0.56569	0.20000	0.70711	0.00000
	-0.40000	0.52915	0.74833	0.00000	0.00000
	0.37417	0.56569	-0.20000	0.70711	0.00000
	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	1.0000

TABLEAU XIV (suite)

$$V_{\alpha\bar{\alpha}} = \begin{cases} 0.99995 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & -0.00000 \\ 0.00000 & 0.99875 & 0.00000 & -0.04998 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 1.00000 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.04998 & 0.00000 & 0.99875 & 0.00000 \\ 0.01000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.99995 \end{cases}$$

$\theta_{24} = 0.05$ $\theta_{15} = 0.01$

$$U_{i\alpha} = \begin{cases} 0.74829 & -0.28249 & 0.60000 & 0.01414 & -.00748 \\ -0.37415 & -0.52964 & 0.20000 & 0.73450 & 0.00374 \\ -0.39998 & 0.52849 & 0.74833 & -0.02645 & 0.00400 \\ 0.37415 & 0.60032 & -0.20000 & 0.67795 & -0.00374 \\ 0.01000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.99995 \end{cases}$$

TABLEAU XV

Paramètres de l'étude du spectre pair 5dnd J=2

$i, \bar{\alpha}, \alpha$	1	2	3	4	5	6
$\|i\rangle$	$5d[^2D_{5/2}]ns_{1/2}$	$5d[^2D_{3/2}]ns_{1/2}$	$5d[^2D_{5/2}]nd_{3/2}$	$5d[^2D_{3/2}]nd_{5/2}$	$5d[^2D_{3/2}]nd_{3/2}$	$5d[^2D_{5/2}]nd_{5/2}$
I_i	47709.84	46908.87	47709.84	46908.87	46908.87	47709.84
$\|\bar{\alpha}\rangle$	$5dns\ ^1D_2$	$5dns\ ^3D_2$	$5dnd\ ^1D_2$	$5dnd\ ^3D_2$	$5dnd\ ^3F_2$	$5dnd\ ^3P_2$
μ_α^0	0.13800	0.16770	0.55244	0.76600	0.61546	0.52200
$\frac{d\mu_\alpha}{d\varepsilon}$	0.2	0.2	0.4	0.55	0.4	0.6
$U_{i\bar{\alpha}} =$	.77460	.63245	.00000	.00000	.00000	.00000
	-.63245	.77460	.00000	.00000	.00000	.00000
	.00000	.00000	-.34641	.70711	.35777	.50200
	.00000	.00000	.34641	.70711	-.35777	-.50200
	.00000	.00000	.52915	.00000	.81976	-.21909
	.00000	.00000	.69282	.00000	-.26833	.66933

TABLEAU XV (suite)

$$V_{\alpha\bar{\alpha}} = \begin{Bmatrix} .98384 & .00000 & .17859 & -.01248 & .00088 & -.00062 \\ .00000 & .99755 & -.00489 & -.06951 & .00488 & -.00348 \\ -.17903 & .00000 & .98143 & -.06856 & .00481 & -.00343 \\ .00000 & .06994 & .06977 & .99143 & -.06960 & .04961 \\ .00000 & .00000 & .00000 & .06986 & .99755 & .00350 \\ .00000 & .00000 & .00000 & -.04998 & .00000 & .99875 \end{Bmatrix}$$

$\theta_{13} = -0.18$ $\theta_{24} = 0.07$ $\theta_{34} = 0.07$ $\theta_{45} = 0.07$ $\theta_{46} = -0.05$

$$U_{i\alpha} = \begin{Bmatrix} .76209 & .63090 & .13524 & -.05363 & .00376 & -.00268 \\ -.62223 & .77270 & -.11674 & -.04596 & .00323 & -.00230 \\ .06202 & .04946 & -.29064 & .72470 & .30601 & .53889 \\ -.06202 & .04946 & .38931 & .67740 & -.40444 & -.46873 \\ -.09473 & .00000 & .51933 & .03194 & .82030 & -.21777 \\ -.12404 & .00000 & .67996 & -.09970 & -.26434 & .66518 \end{Bmatrix}$$

TABLEAU XVI

Paramètres de l'étude du spectre pair 5dnd J=3

$i, \bar{\alpha}, \alpha$	1	2	3	4	5
$\|i\rangle$	$5d[^2D_{5/2}]ns_{1/2}$	$5d[^2D_{3/2}]nd_{3/2}$	$5d[^2D_{5/2}]nd_{3/2}$	$5d[^2D_{3/2}]nd_{5/2}$	$5d[^2D_{5/2}]nd_{5/2}$
I_i	47709.84	46908.87	47709.84	46908.87	47709.84
$\|\bar{\alpha}\rangle$	$5dns\ ^3D_3$	$5dnd\ ^3G_3$	$5dnd\ ^3F_3$	$5dnd\ ^1F_3$	$5dnd\ ^3D_3$
μ_α^0	0.169	0.74807	0.61272	0.78093	0.76454
$\frac{d\mu_\alpha}{d\varepsilon}$	0.40	0.65	0.55	0.55	0.70

$$U_{i\bar{\alpha}} = \begin{cases} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.90711 & 0 & -0.4 & -0.13093 \\ 0 & .27775 & 0.70711 & -0.4899 & 0.42762 \\ 0 & -.27775 & 0.70711 & 0.4899 & -0.42762 \\ 0 & -.15119 & 0 & 0.6 & 0.78558 \end{cases}$$

TABLEAU XVI (suite)

$$V_{\alpha\bar{\alpha}} = \begin{cases} 0.9968 & 0 & 0 & 0 & -0.07991 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.99652 & -0.08340 & 0 \\ 0 & 0 & 0.08340 & 0.99652 & 0 \\ 0.07991 & 0 & 0 & 0 & 0.99680 \end{cases}$$

$\theta_{15} = 0.08$ $\theta_{34} = 0.0835$

$$U_{i\alpha} = \begin{cases} 0.9968 & 0 & 0 & 0 & -0.07991 \\ -0.01046 & 0.90711 & 0.03336 & 0.39861 & -0.13051 \\ 0.03417 & 0.27775 & 0.66378 & -0.54717 & 0.42625 \\ -0.03417 & -0.27775 & 0.74550 & 0.42922 & -0.42625 \\ 0.06278 & -0.15119 & 0.05004 & 0.59791 & 0.78307 \end{cases}$$

TABLEAU XVII

Paramètres utilisés pour l'étude du spectre $5d_{5/2}\ nd_{5/2}\ J=5$

$i\ ,\ \bar{\alpha}\ ,\ \alpha$	1
I_i	47709.84
$\lvert\bar{\alpha}\rangle$	$5dnd\ ^3G_5$
μ_α^0	0.73817
$\frac{d\mu_\alpha}{d\varepsilon}$	0.71795

$U_{i\alpha} = U_{i\alpha} = 1$

TABLEAU XVIII

Comparaison entre énergies expérimentales et théoriques

pour le spectre pair 5dnd J=5

Classification	E_n exp. (cm^{-1})	E_n th. (cm^{-1})	$E_{exp} - E_{th}$
$5d_{5/2}\ 7d_{5/2}$	41550.20	41552.26	-2.06
$5d_{5/2}\ 8d_{5/2}$	43706.40	43706.58	-0.18
$5d_{5/2}\ 9d_{5/2}$	44894.82	44894.64	0.18
$5d_{5/2}\ 10d_{5/2}$	45621.03	45621.04	-0.01
$5d_{5/2}\ 11d_{5/2}$	46098.08	46098.05	0.03
$5d_{5/2}\ 12d_{5/2}$	46428.10	46428.26	-0.16
$5d_{5/2}\ 13d_{5/2}$	46666.21	46666.37	-0.16
$5d_{5/2}\ 14d_{5/2}$	46843.67	46843.73	-0.06
$5d_{5/2}\ 15d_{5/2}$	46979.26	46979.41	-0.15
$5d_{5/2}\ 16d_{5/2}$	47085.20	47085.51	-0.31
$5d_{5/2}\ 17d_{5/2}$	47169.82	47170.06	-0.24
$5d_{5/2}\ 18d_{5/2}$	47238.25	47238.52	-0.27
$5d_{5/2}\ 19d_{5/2}$	47294.46	47294.73	-0.27
$5d_{5/2}\ 20d_{5/2}$	47341.20	47341.46	-0.26
$5d_{5/2}\ 21d_{5/2}$	47380.56	47380.71	-0.15
$5d_{5/2}\ 22d_{5/2}$	47413.76	47414.01	-0.25
$5d_{5/2}\ 23d_{5/2}$	47442.28	47442.50	-0.22

TABLEAU XIX

Paramètres de structure fine de la configuration 6p7p .

Paramètres	6p7p
E Moyenne	52334 ± 13
F_2 (6p7p)	151.7 ± 2.9
G_0 (6p7p)	699.7 ± 16.2
G_2 (6p7p)	5.5 ± 2.9
ξ_{6p}	993 ± 27
ξ_{7p}	104 ± 34

$$\langle \Delta E \rangle = \sqrt{\frac{E_{exp} - E_{th}}{N - p}} = 33$$

N=8 Nombre de niveaux

p=6 Nombre de paramètres libres

TABLEAU XX

Configuration 6p7p .

J	E_c (cm^{-1})	E_o (cm^{-1})	ΔE (cm^{-1})	Pourcentage de la composante principale	
				L.S.	jj
J=0	51511.08	51491.51	-19.56	$(94.11)^3P_0$	(86.90)1/2 1/2
	54799.20	54803.	3.8	$(94.11)^1S_0$	(86.90)3/2 3/2
J=1	50382.63	50383.	0.37	$(58.69)^1P_1$	(85.20)1/2 1/2
	51102.41	51113.	10.59	$(47.32)^3D_1$	(72.44)1/2 3/2
	52126.73	52158.	31.27	$(62.32)^3P_1$	(48.56)3/2 1/2
	53332.40	53336.	3.6	$(87.74)^3S_1$	(49.18)3/2 3/2
J=2	51201.90			$(79.05)^3D_2$	(89.14)1/2 3/2
	52589.47	52583.	-6.47	$(78.77)^3P_2$	(59.74)3/2 1/2
	53427.62			$(86.40)^1D_2$	(62.34)3/2 3/2
J=3	52325.32	52301.	-24.32	(100 $)^3D_3$	(100)3/2 3/2

TABLEAU XXI : Paramètres de structure fine de la configuration 6p8p .

E moyenne	Valeurs en cm^{-1}
F_2 (6p8p)	62.4
G_0 (6p8p)	288
G_2 (6p8p)	2.3
ξ_{6p}	993
ξ_{8p}	43

TABLEAU XXII : Configuration 6p8p .

	E_c (cm^{-1})	E_o (cm^{-1})	Composition en L.S.
J=0	56215.61	56273.28	(85.64) $^3P_0$
	58303.98		(85.64) $^1S_0$
J=1	55719.50	55712.67	(60.45) $^3D_1$
	56035.79	56042.96	(45.84) $^3P_1$
	57203.58		(44.24) $^1P_1$
	57742.39		(76.77) $^3S_1$
J=2	56053.25		(64.18) $^3D_2$
	57459.90		(67.03) $^3P_2$
	57783.14		(75.14) $^1D_2$
J=3	57359.02		(100) $^3D_3$

TABLEAUX ANNEXES

LEGENDE DU TABLEAU DONNE EN ANNEXE

Interprétation ↓ $5d_{5/2}8d$ — J 5d6p — 44117.40 — 0 (*)

↑ Energie du niveau supérieur

$^3P_1$: Désignation du niveau intermédiaire utilisé

18413.32 : nombre d'ondes mesuré de la transition deuxième étage

F	.40	(4,6f)
Critère d'intensité relative : tf (très faible), f (faible), M (moyenne), F (forte), tF (très forte) etc...	excédent fractionnaire de l'énergie du niveau supérieur calculée à partir du nombre d'ondes observé et de l'énergie du niveau intermédiaire.	largeur à mi-hauteur de la transition, (soit ~ 1,3 cm^{-1}) quand celle-ce dépasse une frange (avec f ~ 1,3 cm^{-1} d'intervalle entre deux franges du F.P.).

cas où les deux chiffres après le point sont soulignés : cette valeur correspond à la valeur moyenne des excédents fractionnaires des énergies calculées à partir des transitions observées de la ligne

cas où les deux chiffres ne sont pas soulignés : on trouve sur la ligne le ou les excédents fractionnaires soulignés qui ont servi à déterminer la valeur de l'énergie du niveau.

(*) niveau dont l'interprétation est donnée par la M.Q.D.T.

	Niveau (cm-1)	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}8d$	44117.40	0		18413.32 F .40(4,6f)			
	44014.87	2	15459.75 f 3.94	18310.58 M .66(7,4f)	18058.59 tF 5.08(6,7f)		
	43941.15	4				20993.71 tF .15	20184.13 ttF .16
	43851.61	1	15297.28 f .48	18147.31 F .39	17895.48 tF .97(3,4f)		
	43818.98	4				20871.55 ttF .99	20061.94 ttF .97
	43800.76	2	15246.39 f .06(5f)	18096.65 M .73(5,8f)	17844.36 tF .85(3,4f)	20853.27 ttF .71	
	43763.81	3			17806.91 tF .40	20816.48 ttF .92	20006.68 ttF .71
	43717.88	1	15163.75 tF .95	18013.73 tF .81	17761.03 tF .52		
	43706.41	5					19949.38 tttF .41
	43663.65	3			17706.52 tF .01(3f)	20716.29 tF .73	19906.54 M .57
$5d_{5/2}5g$	43323.03	1		17618.95 F .03	17366.8 tf .30		
	43302.45	2		17598.37 M .45	17346.1 f .60	20355.54 tf .97	
$5d_{5/2}9s$	43057.22	2				20109.78 tF .22	
	42967.25	3					19210.22 M .25(11,4f)

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}8d$	43281.67	0		17577.59 F .67(6,6f)			
	43153.98	2		non exploré		20206.54 M .98	
	43089.81	1	17447.31 tF .41	17385.73 tF .81(3,2f)			
	43065.20	4				20117.76 ttF .20	
	43030.61	2		17326.69 tF .77		20083.02 tF .46	
	43006.71	3				20059.21 ttF .65	19249.94 F .96
	42882.61	3				19935.18 ttF .61	19125.28 f .30
	42878.74	1		17174.66 F .74			
$5d_{3/2}5g_{7/2}$	42509.92	2		16805.82 F .92	16553.45 tF .94		
$5d_{3/2}9s$	42234.08	2		16530.80 tf .88	16277.62 tf .11	19286.65 F .05	

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}9d$		0 (*)					
	45074.07	2	16519.78 f 3.98	19370.09 tF .17	19117.58 ttF .07		
	45046.45	4				22099.03 ttF .47	21289.41 tF .44
	45022.97	1		19318.93 tF 3.01	19066.45 ttF .94		
	44991.12	4				22043.71 ttF .14	21234.08 ttF .11
	44999.04	2	16444.85 f .04	19294.19 F 8.27(3f)	19042.62 tF .11(3,4f)	22051.54 F 8.98	
	44960.24	3			19003.72 F .21	22012.78 ttF .22	21203.25 tF .28
	44904.37	1	16349.83 M .02	19200.39 tF .47(2,7f)	18947.79 tF .28		
	44894.82	5					21137.79 tttF .82
	44871.31	3			18914.85 ttF .34	21984.33 M .77(3f)	21114.25 M .28
$5d_{5/2}6g$	44659.33	1	16105.10 M .30	18955.31 tF .39	18702.77 F .26		
	44646.31	2		18942.47 F .55	18689.82 tF .31	21699.08 tf .52	
$5d_{5/2}10s$							
	44473.13	3			18516.64 F .13(8f)		20717.51 M 4.54(13f)

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}9d$	44324.10	0	15771.67 f 5.87	18620.02 F .10			
	44238.02	2	15683.92 M .11	18534.13 tF .21(4,9f)	18281.32 tF 7.81(3,4f)	21290.61 tf .05	
	44233.15	1		18529.19 tF .27	18276.54 tF .03		
	44221.23	4				21273.80 tF .23	
	44191.85	2		18487.88 tF .96	18235.13 tF .62	21244.54 f .98	
	44162.37	3			18205.73 tF .22	21215.04 tF .47	20405.39 M .42
	44081.70	3			18125.06 M .55	21134.41 tF .85	
	44079.50	1	15525.25 M .44	18375.51 F .59	18122.92 M .41		
$5d_{3/2}5g_{7/2}$	43851.68	2		18147.31 F .39	17895.48 tF .97	20903.97 tf .41	
$5d_{3/2}10s$	43689.64	2		17984.17 f 8.25(13f)		20742.24 ttF .64	

	Niveau (cm^{-1})	J		5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}10d$	45791.43	0		17237.24(12f) M .43	20084.37 f 88.45(5,3f)			
	45736.90	2		17182.95 F 7.15(2f)	20032.73 F .81	19780.50 tF .99		
	45720.82	4	(*)				22773.44 ttF .88	21963.74 tF .77
	45711.11	1			20007.01 tF .09	19754.64 ttF .13		
	45688.11	4	(*)				22740.66 M .10	21931.08 ttF .11
	45698.72	2	(*)	17144.31 F .50(3f)	19994.83 M .91	19742.21 F .70	22751.36 f .76	
	45675.13	3	(*)				22727.69 ttF .13	21917.73 tF 4.76
	45636.06	1	(*)	17081.87 f .07	19931.84(Bl) ttF 5.92	19679.72 tF .21		
	45621.03	5						21864.00 tttF .03
	45603.85	3				19647.42 ttF .91	22656.28 M .72	21846.90 M .93
$5d_{5/2}7g$	45467.19	1		16913.04 f .23	19763.17 tF .25	19510.63 F .12		
	45460.40	2			19756.36 F .44	19503.86 tF .35	22513.08 tf .48	
$5d_{5/2}11s$								
	45355.54	3				19398.75 F .24(4,4f)		21598.51 F .54(9f)

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}10d$	44956.43	0		19252.35 F .43(10,5f)			
	44900.27	2				21952.27 tF .27	
	44850.19	1	16295.82 f .02	19146.17 tF .25(2,1f)	18893.64 tF .13		
	44841.62	4				21894.44 tttF .88(4f)	21084.34 M .37
	44828.35	2		19124.41 tF .49		21880.81 ttF .25(3f)	
	44826.94	3			18870.45 tF .94		
	44811.45	3				21864.05 M .45	
	44809.02	1	16254.21 f 8.41	19104.98 tF .06	18852.49 F 8.98		
$5d_{3/2}7g_{7/2}$	44663.66	2	16109.50 tf .69	18959.62 tF .70	18707.12 tF 061	21716.42 tF .86	
$5d_{3/2}11s$	44554.39	1 (*)		18850.31 F .39(7f)			

	Niveau (cm^{-1})	J		5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}{}^{11}d$	46222.15	0		17667.95 M .15	20519.25 tf 3.33	20266.80 f 3.29		
	46175.54	2			20471.65 F .73	20218.87 TF .36(2,9f)		
	46156.66	4					23209.16 tF .60	22399.70 tF .73
	46137.60	1			20433.52 M .60	20181.45 tF .94		
	46129.34	4					23182.00 ttF .44	22372.21 tF .24
	46125.46	2	(*)	17571.20 M .39		20169.02 tF .51	23177.98 tF .42	
	46116.04	3				20159.51 F .00	23168.64 ttF .08	
	46100.45	1		17546.21 tF .41	20396.32 tF .40	20144.02 F .51		
	46098.08	5						22341.05 ttF .08
	46087.98	3				20131.47 tF .96	23140.58 f 8.01	
$5d_{5/2}{}^{8}g$	45992.30	1		17437.86 M .06	20288.13 F .21	20035.89 F .38		
	45987.72	2			20283.56 M .64	20031.31 tF .80	23040.48 tf .92	
$5d_{5/2}{}^{12}s$	45918.88	3				19962.38 tF .87(3,6f)		22161.85 M .88

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}11d$	45397.82	0	16846.52 f 400.7(9f)±3	19693.84 F .82(9f)			
	45348.31	2		19644.08 F .16	19392.00 M .49	22400.83 ttF .27	
	45346.52	1		19642.44 F .52			
	45339.76	4				22392.32 ttF .76	
	45330.42	2		19626.41 TF .49	19373.86 F .35		
	45319.31	3			19362.93 F .42	22371.77 ttF .21	
	45291.32	3			19334.92 M .41	22343.84 ttF .24	
	45290.49	1	16736.86 M .05	19586.43 F .51	19333.99 M .48		
$5d_{3/3}8g_{7/2}$	45188.43	2	16634.41 f .60	19484.36 tF .44	19231.92 tF .41		
$5d_{3/2}12s$	45128.59	2			19173.17 M 9.66(7,6f)	22181.153 f .59(8f)	
	45118.90	1		19414.82 tF .90(4f)			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}12d$	46512.89	0	17958.50 M .70(3f)	20809.00 f 3.08			
	46483.94	2		20779.81 tF .89	20527.50 tF .99		
	46471.60	4				23524.18 tF .62	22714.61 M .58
	46463.61	1 (*)		20759.47 tF .55	20507.19 tF .68		
	46456.81	4				23509.39 tF .83	22699.60 F .79
	46458.30	2 (*)		20753.84 f 7.92	20501.75 tF .24	23510.93 M .37	
	46450.07	3 (*)				23502.65 ttF .09	22693.08 tf .05
	46428.76	1	17874.62 tF .81	20724.59 tF .67	20472.32 M .81		
	46428.10	5					22671.07 ttF .10
	46420.82	3			20464.33 tF .82	23473.59 f 1.03	22663.70 tf .99
$5d_{5/2}9g$	46352.53	1	17798.27 M .47	20648.34 tF .42	20396.15 M .64		
	46349.92	2		20645.74 M .82	20393.52 F 0.01	23402.79 tf 0.19	
$5d_{5/2}13s$	46302.32	3			20345.53 F .02	23354.11 f .547	22545.29 M .32

	Niveau (cm^{-1})	J		5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}12d$	45691.69	0		17138.11 M 2.30(3f)	19987.61 TF .69			
	45663.75	2				19706.8 tf .29	22716.31 tF .75	
	45613.63	1	(*)			19657.14 tF .63		
	45683.77	4						21866.74 tttF .77
	45615.66	2	(*)		19911.60 tF .68		22668.23 tF .64	
	45614.38	3	(*)			19657.14 TF 3.63		21857.35 F .38
	45624.07	3				19667.62 F .11	22676.59 ttF .02	
	45624.26	1	(*)	17070.07 ttF .26	19920.15 f .23			
$5d_{3/2}9g_{7/2}$	45549.69	2			19845.66 F .74	19593.15 tF .64	22602.39 tf .83	
$5d_{3/2}13s$	45501.82	1			19797.14 M .82			

	Niveau (cm^{-1})	J		5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}13d$	46722.67	0		18168.48 F .67	21018.50 F .58			
	46705.84	2			21001.64 F .72	20749.47 tF .96		
	46698.25	4					23750.85 ttF .29	22941.19 M .22
	46694.46	1	(*)		20990.35 F .43	20738.00 tF .49		
	46681.10	4					23733.73 ttF .17	22924.00 M .03
	46679.80	2	(*)	18125.47 F .66		20723.31 F .80	23732.11 ttF .54	
	46676.06	3				20719.53 M .02	23728.67 ttF .07	22919.07 f .10
	46668.45	1		18114.25 tF .44	20964.36 tF .44	20711.97 tF .46		
	46666.21	5						22909.18 ttF .21
	46660.82	3				20704.33 tF 0.82	23713.62 f 1.06	22904.00 f 1.03
$5d_{5/2}10g$	46610.37	1			20906.20 tF .28	20653.96 M .45		
	46608.25	2			20904.07 F .15	20651.85 F .34	23661.12 tf .55	
$5d_{5/2}14s$								
	46574.00	3				20617.30 F 3.80(2,5f)	23626.75 f .19(2f)	

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}13d$	45918.28	0	17364.73 f .92	20214.20 M .28(3,4f)			
	45894.66	2	17340.31 M .50	20190.50 tF .58	19938.14 F .63	22947.34 F .78	
	45892.02	1		20187.94 tF .02	19935.54 f .03		
	45888.66	4				22941.22 ttF .66	
	45883.37	2		20179.24 tF .32	19926.94 F .43		
	45877.56	3			19921.11 tF .60	22930.08 F .52	
	45862.37	3			19905.79 M .28	22915.03 F .47	
	45861.82	1	17307.96 f 2.15	20157.74 F .82			
$5d_{3/2}10g_{7/2}$	45808.04	2	17254.07 f .26	20103.86 M .94	19851.65 F .14		
$5d_{3/2}14s$	45773.25	1		20069.17 f .25			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}14d$	46887.39	0	18333.19 f .39				
	46874.62	2	18319.86 M .05	21170.54 F .62	20918.13 tF .62		
	46867.42	4				23920.02 tF .42(3f)	23109.69 tf .72
	46858.20	1			20901.71 M .20(10,6f)		
	46852.1	4					
	46853.14	2		21149.06 tf .14		23904.67 tF 2.11(6f)	
	46852.1	3					(B1)
	46844.65	1	18290.25 F .44	21140.58 F .66	20888.14 F .63		
	46843.67	5					23086.64 ttF .67
	46839.30	3			20882.81 tF .30		23082.61 tf .64
$5d_{5/2}11g$	46801.10	1	18246.84 f .03	21096.93 F .01	20844.70 M .19		
	46799.56	2		21095.45 F .56	20843.07 F .56		
$5d_{5/2}19s$	46774.32	3			20817.58 F .07		23017.29 M .32

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}14d$	46080.30	0	17526.45 M .64	20376.22 F .30			
	46064.53	2		20360.37 M .45	20108.09 tf .58	23117.13 f .56	
	46054.34	1	17500.35 f .54	20350.19 tF .27	20097.93 F .42		
	46051.94	4				23104.53 tF .94	
	46048.22	2		20344.09 tF .17		23100.79 f .28	
	46046.74	3			20090.33 tF .82	23099.27 tf .67	
	46040.02	3			20083.51 M 0.00	23092.61 M 0.05	
	46039.70	1	17485.66 f .86	20355.62 F .70			
$5d_{3/2}11g_{7/2}$	45999.43	2	17445.13 f .32	20295.27 M .35	20043.02 tF .51		
$5d_{3/2}15s$	45973.35	1		20269.27 F .35(3f)			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}15d$	47014.54	0	18460.35 f .54				
	47003.32	2	18448.90 M .09	21299.48 f .56	21046.83 F .32		
	46997.34	4				24049.90 F .336	23240.10 tf .13
	46991.36	1			21034.87 f .36(5,4f)		
	46983.94	4					23226.91 f .94
	46985.87	2				24038.43 tF .87(5f)	
	46982.32	3					23224.99 f .32
	46980.00	1	18425.79 F 9.99	21275.17 F 9.25(Bl)	21023.52 f 0.01		
	46979.26	5					23222.23 ttF .26
	46976.19	3			21019.68 tF .17	24028.75 f .19	23219.17 tf .20
$5s_{5/2}12g$	46946.31	1	18392.33 f .52	21242.22 F .30	20989.83 M .32		
	46945.13	2		21241.07 f .15	20988.62 F .11		
$5d_{5/2}16s$	46925.69	3			20969.14 F .63	23978.49 M .93	23168.66 M .69

	Niveau (cm^{-1})	J		5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}15d$	46197.60	0		17643.29 F .49	20493.63 tF .71			
	46199.17	2	(*)	17645.02 M .21	20495.00 tF .08	20242.78 tF .27		
	46199.86	1	(*)		20495.78 ttF .86	20243.37 tF .86		
	46198.57	4					23251.17 M .57	22441.97 tf .98
	46192.98	2	(*)	17638.68 M .87	20488.83 tF .91	20236.54 tF 3.03	23245.57 f 3.01	
	46188.26	3					23240.83 F .26	22430.99 tf .02
	46176.78	3					23229.34 M .78	22419.31 tf .33
	46176.39	1		17621.20 F 5.39(2f)	20472.31 tF .39			
$5d_{3/2}12g_{7/2}$	46144.51	2		17590.39 M .58	20440.33 F .41	20188.12 F .61		
$5d_{3/2}16s$	46127.51	2	(*)			20171.02 F .51		
	46125.14	1	(*)		20421.06 tF .14			

	Niveau (cm-1)	J		5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}16d$	47112.83	0		18558.64 M .83				
	47104.25	2	(3)	18549.93 F .12	21400.28 F .36	21147.78 F .27		
	47099.77	4					24152.33 M .77	
	47094.26	1				21137.77 f .26(3,7f)		
	47093.78	4						23336.75 f .78
	47090.66	2					24143.22 F .66(4f)	
	47088.81	3						23331.79 f .81
	47085.77	1		18531.84 F .77	21381.71 F .79	21129.26 M .75		
	47085.34	5						23328.31 ttF .34
	47082.93	3				21126.40 tF .89	24135.51 f .95	23325.91 tf .94
$5d_{5/2}13g$	47059.24	1		18505.32 f .51	21355.16 F .24	21102.79 M .28		
	47058.29	2			21354.14 f .22	21101.80 f .29		
$5d_{5/2}17s$	47043.20	3				21086.63 M .12	24095.80 f .23	23286.21 F .24

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}16d$	46308.92	0	17754.72 F .92	20604.39 F .47			
	46296.94	2	17742.89 M 7.09	20592.80 tF .88	20340.54 M 7.03	23349.47 M .90	
	46296.30	1		20592.22 tF .30			
	46294.61	4				23347.17 tF .61	
	46292.29	2		20588.20 tF .28	20335.81 M .30		
	46289.53	3			20333.12 M .61	23342.15 f .58	22532.37 tf .40
	46282.87	3				23335.65 f 3.09	22525.70 tf .73
	46282.74	1	17728.43 M .62	20578.66 F .74	20326.31 f .80		
$5f_{3/2}13g_{7/2}$	46257.57	2	17703.28 tf .48	20553.39 F .47	20301.18 F .67		
$5d_{3/2}17s$	46242.13	1		20538.05 F .13			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}17d$	47192.37	0	18638.17 M .37				
	47185.14	2	18630.84 M .03	21481.14 M .22	21228.69 F .18		
	47181.15	4				24233.88 f .32	23423.96 f 0.99
	47177.30	1			21220.81 M .30(4,3f)		
	47176.67	4					23419.64 f .67
	47174.15	2			21217.81 f .30	24226.72 M .15(3f)	
		3					
	47170.39	1	18616.22 F .42	21466.17 tF .25(5f)	21214.00 ttf .49		
	47169.97	5					23412.94 ttF .97
	47167.81	3			21211.32 tF .81	24220.376 f .81	23411.02 tf 8.05
$5d_{5/2}14g$	47148.88	1	18594.79 f .99	21444.70 M .78	21192.48 f .97		
	47148.20	2			21191.71 M .20		
$5d_{5/2}18s$	47136.09	3			21179.45 M 5.94	24188.73 f .17	23379.13 F .16

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}17d$	46387.75	0	17833.61 M .80	20683.63 F .71			
	46379.95	2	17825.72 M .91	20675.76 F .84	20423.52 f 0.01	23432.59 f 0.02	
	46375.98	1		20671.85 tF .93	20419.54 f 6.03		
	46374.58	4				23427.15 ttF .58	
	46372.90	2		20668.82 tF .90			
	46371.87	3			20415.28 F 1.77	23424.55 M .98	
	46367.85	3			20411.30 f .79	23420.47 F .91	
	46367.47	1	17813.16 M .35	20663.39 F .47			
$5d_{3/2}14g_{7/2}$	46346.81	2		20642.73 f .80	20390.66 F 7.15		
$5d_{3/2}18s$	46335.03	1		20630.95 M .03			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}18d$	47256.77	0	18702.58 M .77(2f)				
	47250.81	2	18696.62 M .81	21546.71 M .79	21294.35 TF .84		
	47247.56	4				24300.18 f .62	23490.47 M .50
	47244.56	1			21288.07 M .56(4f)		
	47243.98	4					23486.95 M .98
	47241.75	2				24294.31 M .74(2f)	
	47241.48	3					23484.45 M .484
	47238.77	1	18684.61 F .80	21534.64 M .72	21282.30 M .79		
	47238.40	5					23481.37 tF .40
	47236.72	3			21280.23 tF .72	23289.48 tf .92	23479.77 tf .80
$5d_{5/2}15g$	47221.18	1	18667.10 M .13	21517.06 M .14	21264.73 f .22		
	47220.59	2		21516.47 tf .55	21264.14 M .63		
$5d_{5/2}19s$	47210.86	3			21254.31 M 0.80		23453.89 F 0.92

	Niveau (cm^{-1})	J		5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}18d$	46451.99	0		17898.03 f 2.22	20747.91 tF .99			
	46445.68	2					23498.28 M .68	
	46438.24	1	(*)		20734.05 tF .13	20481.75 tF .24		
	46434.44	4					23487.14 tttF .54	22677.31 M .34
	46432.04	2	(*)		20727.84 TF 1.92	20475.60 F .09	23484.72 F .13	
	46430.60	3	(*)			20474.08 tF .57	23483.24 ttF .64	22673.23 tf .26
	46436.92	3	(*)				23489.48 F .92	22680.48 tf 7.50
	46435.83	1		17881.53 F .72		20479.34 F .83		
$5d_{3/2}15g$	46419.67	2		17865.69 tf .88	20715.59 F .67		23471.83 f .27	
$5d_{3/2}19s$	46411.35	2					23463.95 F .35	
	46410.39	1			20706.31 M .39		23462.80 M .24	

	Niveau (cm^{-1})	J		5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}19d$	47309.63	0		18755.44 f .63(2f)				
	47304.85	2	(3)	18750.73 M .92	21600.66 tF .74	21348.41 tF .90		
	47302.07	4	(2)				24354.69 f .13	23544.99 M .02
	47299.43	1				21342.94 M .43(3,7f)		
	47298.73	4						23541.70 M .73
	47298.37	2					24349.93 M .37(2f)	
	47297.18	3						23540.16 M .185
	47294.90	1	(3)	18740.86 M 5.06	21590.67 M .75	21338.40 f .89		
	47294.61	5						23537.58 tF .61
	47293.24	3					21336.75 tF .24	Bl (raie 1)
$5d_{5/2}16g$	47280.11	1,2		18726.29 f .48	21576.15 M .23	21323.50 f .00		
$5d_{5/2}20s$	47271.82	3				21315.33 M .83	24324.55 f .99	23514.79 F .82

	Niveau (cm^{-1})	J		5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}19d$	46500.75	0		17946.44 F .63	20796.79 tF .87			
	46502.36	2	(*)		20798.28 tF .36			
	46502.52	1	(*)			20546.03 tF .52		
	46502.18	4					23554.74 tF .18	
	46499.56	2	(*)		20705.39 tF .47	20543.17 tF .66	23552.33 tf .77	
	46497.76	3				20541.24 M .73	23550.36 tF .80	
	46493.00	3					23545.56 M .00	
	46492.78	1			20788.62 tF .70	20536.37 tf .86		
$5d_{3/2}16g_{7/2}$	46479.09	2			20774.93 F .01	20522.67 M .16		
$5d_{3/2}20s$	46470.99	1	(*)		20766.91 tF .99			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}20d$	47353.99	0	18799.80 f .99(2f)				
	47349.93	2	18795.72 M .91	21645.86 M .94	21393.44 F .93		
	47347.55	4				24400.12 M .55	23590.40 f .43
	47345.58	1			21389.09 M .58(3f)		
		4					
	47343.64	2				24396.20 F .64	
	47343.37	3					23586.344 f .373
	47341.53	1	18787.33 M .52	21637.36 M .44	21385.14 f .63		
	47341.22	5					23584.94 TF .22
	47340.19	3			21383.70 tF .19	24392.62 tf .06	
$5d_{5/2}17g$	47329.18	1,2	18775.27 f .46	21625.15 f .23	21372.63 f .12		
$5d_{5/2}21s$	47322.45	3			21365.83 M .32	24375.12 f .56	23565.43 M .46

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}20d$	46551.76	0	17997.70 F .89	20847.55 F .63			
	46546.72	2	17992.40 M .60		20590.22 M .71	23599.297 M .73	
	46546.40	1		20842.32 (c)tF .40			
	46545.55	4				23598.11 ttF .55	
	46544.26	2		20840.13 tF .21	20587.82 M .31		
	46543.07	3			20586.49 M 2.98	23595.72 F .16	
	46539.87	3			20583.96 f 0.45	23592.43 M .87	
	46539.46			20835.38 tF .46			
$5d_{3/2}17g_{7/2}$	46528.04	2		20823.90 F 7.98	20571.61 M .10		
$5d_{3/2}21s$	46522.34	2				23574.90 M .34(1,5f)	
	46521.86	1		20817.78 Bl(1) M .86			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}21d$	47391.58	0	18837.39 tf (2f)				
	47387.81	2 (3)	18833.56 f .75	21683.76 f .84	21431.36 F .85		
	47385.74	4 (2)				24438.270 M .708	23628.73 f .76
	47384.96	1			21428.47 M .96(3,1f)		
	47384.23	4					23627.20 f .22
	47382.4	2					
	47382.4	3				24434.931 F .369	
	47380.74	1 (3)	18826.56 M .75	21676.54 M .62	21424.35 f .84		
	47380.56	5					23623.536 TF .565
	47379.63	3 (2)			21423.14 F .63	24432.075 tf .51	
$5d_{5/2}18g$	47370.29	1,2	18816.39 f .58	21666.21 f .29	21414.25 F .74(Bl)	24422.62 tf .06	
$5d_{5/2}22s$	47364.58	3			21408.08 M .57	24417.14 f .58	23607.92 M .95(Bl)

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p	$^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}21d$	46588.72	0			20884.64 F .72			
	46585.44	2					23638.04 f .44	
	46583.76	1			20879.68 tF .76			
	46583.27	4					23635.84 ttF .27	
	46582.33	2			20878.26 tF .26	20625.91 f .40		
	46581.68	3				20625.08 F .57	23634.37 tF .80	
	46579.22	3					23631.78 M .22	
	46578.79	1			20874.71 F .79			
$5d_{3/2}18g$	46569.20	2			20864.97 M .05	20612.86 f .35		
$5d_{3/2}22s$	46564.30	2					23616.86 M .30	
	46563.82	1			20859.74 F .82	20607.47 f .96		

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}22d$	47422.95	0	18868.76 tf .95(2f)				
	47420.03	2	18865.86 f .05	21715.88 f 9.96	21463.60 TF .09		
	47418.19	4				24470.75 M .19	23660.93 f 7.96
	47417.01	1			21460.52 F .01		
	47416.63	4					23659.60 f .63
	47415.4	2				Bl.	
	47415.4	3				22467.97 F .41	
	47414.10	1	18859.96 f 4.15		21457.58 tf .07		
	47413.76	5					23656.73 TF
	47413.01	3			21456.58 tF .07	22465.51 tf 2.95	
$5d_{5/2}19g$	47405.01	1,2	18851.12 f .31	21700.99 f .07	21448.52 f .01		
$5d_{5/2}23s$	47400.31	3			21443.75 F .24	24452.92 f .36	23643.31 M .33

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}22d$	46620.54	0		20916.46 F .54			
	46617.36	2		20913.18 M .26	20660.86 f .35	23670.03 M .46	
	46615.87	1		20911.79 tF .87			
	46615.48	4				23668.04 tF .48	
	46614.61	2		20910.53 tF .61			
	46614.17	3			20657.68 M .17		
	46612.54	3			20656.02 tf .51	23665.14 M .58	
	46612.21	1			20908.13 F .21		
$5d_{3/2}19g_{7/2}$	46603.96	2		20899.81 f .89	20467.53 f 4.02		
$5d_{3/2}23s$	46599.85	2				23652.41 f .85	
	46599.30	1		20895.22 M .30			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}23d$	47450.28	0	18896.09 Bl(1) f .28				
	47447.69	2	18893.48 f .67	21743.87 tf .95	21491.20 tF .69		
	47446.21	4				24498.77 f .21	Bl(1)
	47445.10	1			21488.61 F .10		
		4					Bl(1)
		2					
	47443.65	3				24496.22 F .65	
	47442.63	1	18888.44 f .63	21738.28 f .36	21485.85 f .34		
	47442.28	5					23685.25 tF .28
	47441.64	3			21485.15 F .64	Bl(2) non résolue	
$5d_{5/2}20g$	47434.84	1,2	18880.90 f 5.09	21730.70 f .78	21478.35 f .84	24487.01 tf .45	
$5d_{5/2}24s$	47430.63	3			21474.15 M .65	21483.52 f .96	23673.59 M .62

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}23d$	46647.74	0		20943.66 F .74			
	46645.10	2		20940.95 f .03	20688.54 tf .03	23697.79 f .23	
	46643.25	1		20939.16 F .24	20686.87 M .36		
	46642.85	4				23695.41 ttF .85	
	46642.16	2		20938.08 tF .16	20685.49 f 1.98		
	46642.51	3				23695.07 F .51	
	46641.13	3				23693.69 f .13	
	46640.72	1		20936.64 F .72			
$5d_{3/2}20g_{7/2}$	46633.78	2		20929.63 f .71	20677.36 f .85		
$5d_{3/2}24s$	46629.63	1		20925.55 M .63			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}{}^2 4d$	47473.66	0	18919.47 f .66				
	47471.54	2	18917.37 f .56	21767.59 F .67	21515.05 F .54		
	47470.20	4				24522.76 f 0.20	23712.90 tf .93
	47469.18	1			21512.69 F .18		
	47469.08	4					23712.05 tf .08
		2					
	47467.99	3				24520.56 F .99	
	47467.07	1	18912.96 f .15	21762.75 f 6.83	21510.74 tf .23		
	47466.78	5					23709.75 ttF .78
	47466.31	3			21509.82 F .31		
$5d_{5/2}{}^2 1g$	47460.39	1,2	18906.29 tf .49	21756.27 tf .35	21503.90 f .39		
$5d_{5/2}{}^2 5s$	47456.80	3			21500.31 M .80	24509.45 .89	23699.75 M .78

	Niveau (cm^{-1})	J		5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}24d$	46671.30	0			20967.22 F .30			
	46669.69	2					23722.286 F .69	
	46664.70	1	(*)		20960.72 tF .80	20708.11 tF .60		
	46665.65	4					23718.24 ttF .65	
		2						
		3						
	46665.65	3					23718.24 ttF .65	
	46665.76	1	(*)	18111.57 F .76				
$5d_{3/2}21g_{7/2}$	46659.33	2			20955.06 tf .14	20703.03 tf .52		
$5d_{3/2}25s$	46656.37	2					23708.93 M .37	
	46655.96	1			20951.88 f .96			

	Niveau (cm^{-1})	J	$5d6p\ {}^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}{}^2 5d$	47494.08	0	18939.90 tf .08				
	47492.33	2	18937.96 tf .15		21535.84 F .33		
	47490.95	4				24543.51 f .95	Bl(1)
	47490.20	1			21533.71 F .20		
		4					Bl(1)
		2					
	47489.13	3				24541.69 M .13	
	47488.40	1	18934.21 f .40		21532.13 tf .62		
	47488.17	5					23731.14 tF .17
	47487.77	3			21531.28 F .77		
$5d_{5/2}{}^2 2g$	47482.60	1,2	18928.66 f .85		21526.11 tf .60	24534.92 tf .36	
$5d_{5/2}{}^2 6s$	47479.44	3			21522.95 M .34	24532.05 f .48	23722.38 M .41

	Niveau (cm^{-1})	J		5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}^2 5d$	46692.61	2	(*)	18138.27 F .46		20736.10 F .59	23745.34 f .78	
	46691.74	0	(*)		20987.66 F .74			
		1						
		4						
		2						
	46690.06	3	(*)				23742.62 tf .06	
	46687.02	3					23739.59 M .02	
	46686.95	1	(*)		20982.82 F .90	20730.51 f 7.00		
$5d_{3/2}^2 2g_{7/2}$	46681.39	2			20977.23 f .31	20724.98 tf .47		
$5d_{3/2}^2 6s$	46678.93	2				20722.48 F .97	23731.46 F .90	
	46678.52	1			20974.44 F .52			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}26d$	47511.75	0	18957.56 Bl(1) tf .75				
	47510.43	2	18956.26 f .25		21553.92 F .41		
	47509.41	4				24561.97 f .41	Bl(1)
	47508.57	1			21552.08 F .57		
		4					Bl(1)
		2					
	47507.52	3				24560.08 F .52	
	47507.05	1	18952.91 f .10		21550.52 tf .01		
	47506.79	5					23749.76 tf .79
	47506.41	3			21549.92 F .41		
$5d_{5/2}23g$	47501.83	1,2	18948.10 tf 2.30		21545.43 tf .92	24554.31 tf .75	
$5d_{5/2}27s$	47499.15	3			21542.69 f .18	24551.69 f .12	23742.12 M .15

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}26d$	46709.58	0 (*)		21005.50 tf .58			
	46708.31	2	18154.30 M .49	21004.23 M .31	20752.01 M .50		
		1					
		4					
	46709.65	2 (*)			20753.16 tF .65		
	46707.65	3				23760.21 F .65	
	46705.85	3				23748.41 f .85	
	46705.96	1	18151.76 fF .96				
$5d_{3/2}23g$	46700.74	2		20996.57 tf .65	20744.34 f .83		
$5d_{3/2}27s$	46698.03	1		20993.95 F .03			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}27d$	47527.94	0	18973.74 tf .94				
	47526.37	2	18972.18 tf .37		21569.87 F .36		
	47525.30	4				24577.86 f .30	Bl(1)
	47524.87	1			21568.38 M .87		
		4					
		2					
	47523.89	3				24576.45 F .89	
	47523.14	1	18968.95 tf .14		21566.64 tf .13		
	47523.15	5					23766.13 tF .15
	47522.87	3			21566.38 F .87		
$5d_{5/2}24g$	47518.98	1,2	18964.78 tf .98		Bl		
$5d_{5/2}28s$	47516.41	3			21560.00 M .49	24568.89 f .32	23759.38 M .41

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_2$	$^3F_4$
$5d_{3/2}27d$	46729.02	0	18174.82 F .02				
	46724.69	2		21020.61 tF .69			
		1					
	46724.86	4				23777.42 M .86	
	46723.88	2		21019.72 F .80	20767.48 F .97		
	46723.62	3				23776.18 M .62	
	46722.29	3				23774.85 f .29	
	46721.85	1		21017.77 F .85			
$3/2^{24}g$	46717.60	2		21013.26 tf .34	20761.36 f .85		
$5d_{3/2}28s$	46716.21	2				23768.77 f .21	
	46715.33	1		21011.25 f .33			

	Niveau (cm^{-1})	J	$5d6p\ {}^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}28d$	47541.81	0	18987.62 tf .81				
	47541.48	2	18936.30 tf .49		21583.97 F .46		
	47539.38	4				24591.94 f .38	
	47538.92	1			21582.43 M .92		
		4					
		2					
	47538.24	3				24590.80 F .24	
	47537.63	1	18983.44 tf .62		21581.16 tf .65		
	47537.69	5					23780.66 F .69
	47537.38	3			21580.89 F .38		
$5d_{5/2}25g$	47533.94	1,2	18979.73 tf .93		21577.46 f .95		
$5d_{5/2}29s$	47531.70	3			21575.26 f .75	24584.25 f .69	23774.63 M .66

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}28d$	46740.77	0	18186.58 f .77				
	46738.65	2		21034.57 tF .65	20782.29 M .78		
		1					
	46738.83	4				23791.39 F .83	
	46737.47	2		21033.39 F .47			
	46738.05	3			20781.52 f .01	23790.65 M .09	
	46736.80	3				23789.36 f .80	
	46736.38	1		21032.30 M .38			
$5d_{3/2}25g_{7/2}$	46732.68	2		21028.43 tf .51	20776.36 f .85		
$5d_{3/2}29s$	46730.92	2				23783.52 Bl(1) M .92	
	46730.62	1		21026.54 f .62			

	Niveau (cm-1)	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}29d$	47554.44	0	19000.24 tf .44				
	47552.98	2	18998.74 tf .93		21596.54 F 3.03		
		4					
	47551.75	1			21595.26 M .75		
		4					
		2					
	47551.03	3				24603.59 F .03	
	47550.70	1	18996.40 tf .60		21594.31 ttf .80		
	47550.77	5					23793.75 F .77 Bl(1)
	47550.27	3			21593.78 M .27		
$5d_{5/2}26g$	47546.97	1,2	18993.05 tf 7.24		21590.48 ttf .97		
$5d_{5/2}30s$	47545.24	3			21588.80 f .29	24597.57 M .00 Bl(1)	23788.17 F .20

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}29d$	46752.90	0	18198.70 f .90				
	46751.27	2		21047.05 F .13	20794.89 M .38		
		1					
	46751.23	4				23803.79 F .23	
	46750.55	2		21046.47 F .55			
	46750.51	3			20794.16 M .65	23803.07 M .51	
	46749.71	3				23802.27 f .71	
	46749.24	1		21045.16 M .24			
$5d_{3/2}26g$	46745.76	2		21041.77 ttf .85	20789.17 tf .66		
$5d_{3/2}30s$	46744.97	2				23797.57 f .97(1,5f)	
	46744.13	1		21040.05 f .13			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}30d$	47565.48	0	19011.28 tf .48				
	47564.22	2	19009.97 tf .16		21607.73 F .22		
		4					
	47563.09	1			21606.60 M .09		
		4					
		2					
	47562.43	3				24614.99 F .43	
	47561.98	1	19007.78 tf .98				
	47561.88	5					23804.85 F .88
	47561.68	3			21605.19 M .68		
$5d_{5/2}31s$	47557.21	3			21600.73 f .22	24609.69 f .13	23800.239 M .27

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}30d$	46763.78	0	18209.60 tf .78				
	46762.65	2			20806.16 f .65		
		1					
	46762.51	4				23815.07 tF .51	
	46762.24	2		21058.16 F .24			
	46761.93	3			20805.44 tf .93		
	46761.09	3				23813.66 f .09	
	46760.65	1		21056.57 f .65			
$5d_{3/2}27g$	46757.86	2			20801.37 tf .86		
$5d_{3/2}31s$	46756.62	2				23809.22 f .62	
	46756.21	1		21052.13 f .21			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}{}^{3}1d$	47575.26	0	19021.07 tf .26				
	47574.26	2	19020.32 tf .52	F	21617.77 F .26		
		4					
	47573.21	1			21616.72 M .21		
		4					
		2					
	47572.52	3				24625.09 F .52	
	47572.45	1	19018.26 tf .45				
	47572.23	5					23815.20 M .23
	47572.07	3			21615.58 M .07		
$5d_{5/2}{}^{3}2s$	47568.00	3			21611.53 Bl(1) f 8.02	24620.35 f 7.79	23810.97 8.00

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p	$^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}31d$		0						
		2						
		1						
	46772.66	4					23825.22 tF .66	
	46772.25	2			21068.17 F .25			
		3						
		3						
	46770.89	1			21066.81 f .89			
$5d_{3/2}32s$	46767.35	2					23819.95 f 7.35	
	46766.94	1			21062.89 f 6.94			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}^3 2d$	47584.29	0	19030.10 tf .29				
	47583.34	2	19028.84 tf .04		21626.85 F .34		
		4					
	47582.48	1			21625.99 M .48		
		4					
		2					
	47581.82	3				24634.38 F .82	
	47581.79	1	19027.59 tf .79				
	47581.56	5					23824.53 M .56
	47581.20	3			21624.71 M .20		
$5d_{5/2}^3 3s$	47577.68	3			21621.21 f .70	24630.21 f .65	23820.66 f .69

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}32d$		0					
		2					
		1					
	46781.63	4				23834.06 tF .63	
	46781.26	2		21077.18 F .26			
	46781.06	3			20824.57 f .06		
		3					
	46780.10	1		21076.02 f .10			
$5d_{3/2}33s$	46776.62	2				23829.19 M .62	
	46776.35	1		21072.27 f .35			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}^3 3d$	47592.37	0	19038.18 tf .37				
	47591.45	2	19037.41 tf .60		21634.96 F .45		
		4					
	47590.54	1			21634.05 M .54		
		4					
		2					
	47590.24	3				24642.80 F .24	
	47589.89	1	19035.69 tf .89				
	47589.90	5					23832.87 M .90
	47589.79	3			21633.30 M .79		
$5d_{5/2}^3 4s$	47586.32	3			21629.83 f .32	24638.76 f .20	23829.29 f .32

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}33d$		0					
		2					
		1					
	46789.68	4				23842.24 F .68	
	46789.44	2		21085.36 F .44			
	46789.37	3			20832.88 f .37		
		3					
	46788.47	1		21084.39 tf .47			
$5d_{3/2}34s$	46785.13	1		21081.05 tf .13			

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}^3 4d$	47599.49	0	19045.30 tf .49				
	47598.94	2			21642.45 M .94		
		4					
	47598.12	1			21641.63 M .12		
		4					
		2					
	47597.59	3				24650.15 M .59	
	47597.50	1	19043.30 tf .50				
	47597.48	5					23840.45 M .48
	47597.28	3			21640.79 f .28		
$5d_{5/2}^3 5s$	47594.20	3			21637.70 tf .19	24646.77 f .20	23837.73 f .76

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}34d$		0					
		2					
		1					
	46797.28	4				23849.84 F .28	
	46796.91	2		21092.83 F .91			
	46797.02	3			20840.53 M .02		
		3					
		1					
$5d_{3/2}35s$	46793.53	2				23846.09 tf .53	

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}35d$	47606.36	0	19052.17 tf .36				
	47605.62	2	19051.53 tf .73		21649.03 M .52		
		4					
	47604.81	1			21648.32 M .81		
		4					
		2					
	47604.60	3				24657.16 M .60	
	46604.35	1	19050.15 tf .35				
	47604.27	5					23847.24 Bl(1) M .27
	47604.28	3			21647.79 M .28		
$5d_{5/2}36s$	47601.33	3			21644.86 tf .35	24653.80 f .24	23844.38 .41

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}35d$		0					
		2					
		1					
	46803.93	4				23856.52 F .93	
	46803.64	2		21099.56 F .64			
	46803.58	3			20847.09 tf .58		
		3					
		1					
$5d_{3/2}36s$	46800.57	2				23853.17 f .57	

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}36d$	47612.42	0	19058.23 tf .42				
	47611.71	2	19057.63 tf .82		21655.11 M .60		
		4					
	47610.67	1			21654.18 f .67		
		4					
		2					
	47610.60	3				24663.16 M .60	
	47610.73	1	19056.53 tf .73				
	47610.56	5					23853.53 M .56
	47610.20	3			21653.71 f .20		
$5d_{5/2}37s$	47607.93	3			21651.43 tf .92	24660.26 f .70	23850.92 .95

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}36d$		0					
		2					
		1					
	46810.16	4				23862.75 F .16	
	46809.84	2		21105.76 F .84			
	46809.78	3			20853.29 tf .78		
		3					
		1					
$5d_{3/2}37s$	46807.11	2				23859.71 f .11	

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}37d$	47617.90	0	19063.70 tf .90				
	47617.37	2			21660.88 f .37		
		4					
	47616.74	1			21660.25 f .74		
		4					
		2					
	47616.22	3				24688.79 M .22	
	47616.35	1	19062.16 tf .35				
	47616.27	5					23859.24 Bl(1) M .27
	47616.23	3			21659.74 f .23		
$5d_{5/2}38s$	47613.82	3			21657.3 f .79	24666.26 tf .70	23856.81 tf .84

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}37d$		0					
		2					
		1					
	46815.70	4				23868.30 F .70	
	46815.45	2		21111.37 F .45			
		3					
		3					
		1					
$5d_{3/2}38s$	46813.18	2				23865.77 f .18	

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}38d$		0					
	47622.74	2	19068.54 tf .74				
		4					
	47622.37	1			21665.88 f .37		
		4					
		2					
	47621.55	3				24674.11 M .55	
	47621.39	1	19067.19 tf .39				
	47621.47	5					23864.44 M .47
	47621.59	3			21665.10 f		
$5d_{5/2}39s$	47619.13	3			21662.67 tf .16	24671.67 tf .11	Bl(1)

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}38d$		0					
		2					
		1					
	46820.82	4				23873.38 F .82	
	46820.66	2		21116.58 F .66			
		3					
		3					
		1					
$5d_{3/2}39s$	46818.87	2				23871.47 Bl(1) M .87	

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}39d$		0					
	47627.52	2	19073.33 tf .52				
		4					
	47626.90	1				21670.41 f	
		4					
		2					
	47626.26	3				24678.83 f .26	
	47626.65	1	19072.45 tf .65				
	47626.51	5					23869.48 Bl(1) M .51
	47626.22	3			21669.73 tf .22		
$5d_{5/2}40s$	47624.09	3			21667.63 f .12	24676.45 tf 3.89	23867.04 tf .06

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}39d$		0					
		2					
		1					
	46825.68	4				23878.24 M .68	
	46825.34	2		21121.26 M .34			
		3					
		3					
		1					

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}40d$		0					
	47631.55	2	19077.36 tf .55				
		4					
	47631.26	1			21674.77 f .26		
		4					
		2					
	47630.67	3				24683.23 f .67	
	47630.64	1	19076.45 tf .64				
	47630.75	5					23873.72 M .75
	47629.99	3			21673.5 tf .99		
$5d_{5/2}41s$	47628.74	3			21672.22 tf .71	24681.11 tf .55	23871.74 tf .77

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}40d$		0					
		2					
		1					
	46829.98	4				23882.54 M .98	
	46829.65	2		21125.57 M .65			
		3					
		3					
		1					

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}41d$		0					
	47635.94	2	19081.76 tf .94				
		4					
	47635.19	1			21678.70 tf .19		
		4					
		2					
	47634.68	3				24687.24 f .68	
	47635.39	1	19081.20 tf .39				
	47634.61	5					23877.58 f .61
		3					
$5d_{5/2}42s$	47632.75	3			21676.2 tf .69	24685.41 tf .85	Bl(1)

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}41d$		0					
		2					
		1					
	46834.07	4				23886.63 M .07	
	46833.60	2		21129.52 f .60			
		3					
		3					
		1					

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}42d$		0					
		2					
		4					
	47638.62	1			21682.13 tf .62		
		4					
		2					
	47638.53	3				24691.09 Bl f .53	
		1					
	47638.58	5					23881.55 f .58
		3					

Niveau (cm^{-1})	J	$5d6p$	$^1P_1$	$^3P_1$	$^5P_2$	$^5P_3$	$^5P_4$
$5d_{5/2}4.2d$	0						
	2						
	1						
46837.75	4					25890.32 M .75	
46857.39	2			21133.31 f .39			
	3						
	3						
	1						

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}43d$		0					
		2					
		4					
	47642.27	1			21685.78 tf .27		
		4					
		2					
	47641.92	3				24694.48 f . .92	
		1					
		5					
		3					

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}43d$		0					
		2					
		1					
	46841.26	4				23893.82 M .26	
	46840.67	2		21136.59 f .67			
		3					
		3					
		1					

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}44d$		0					
		2					
		4					
	47645.49	1			21689.0 tf .49		
		4					
		2					
	47645.13	3				24697.69 f .13	
		1					
		5					
		3					

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}44d$		0					
		2					
		1					
	46844.44	4				23897.00 M .14	
	46844.14	2		21140.06 F .14			
		3					
		3					
		1					

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p $^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{5/2}45d$		0					
		2					
		4					
	47648.19	1			21691.7 tf .19		
		4					
		2					
		3					
		1					
		5					
		3					

	Niveau (cm^{-1})	J	5d6p	$^1P_1$	$^3P_1$	$^3P_2$	$^3F_3$	$^3F_4$
$5d_{3/2}45d$		0						
		2						
		1						
	46847.35	4					23899.91 M .35	
	46847.13	2			21143.05 f .13			
		3						
		3						
		1						